

Методы и устройства регистрации ионизирующих излучений

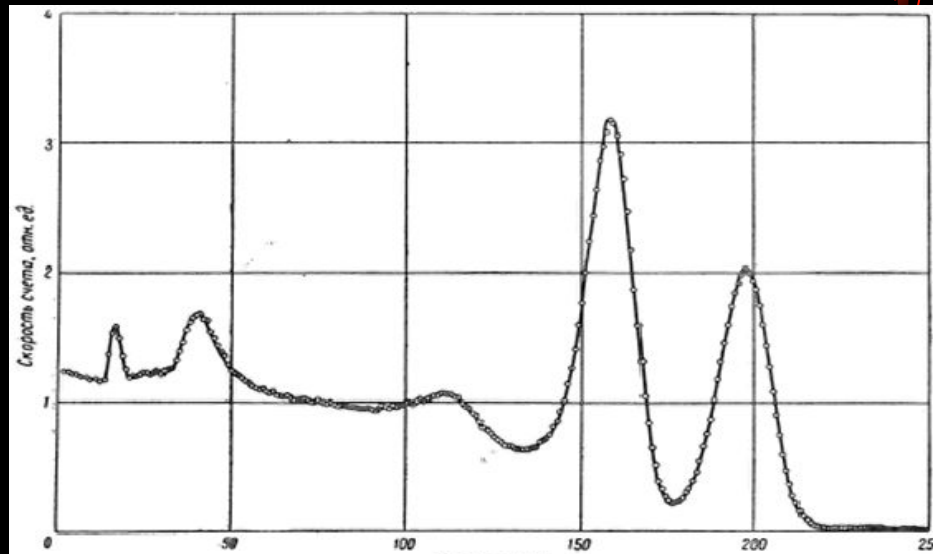
Лекция 7 (часть I)

Метод задержанных совпадений.
Спектрометр задержанных совпадений

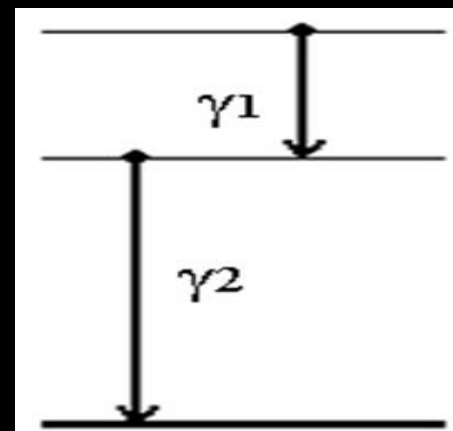
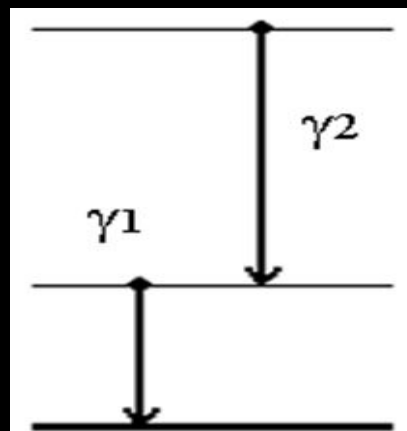
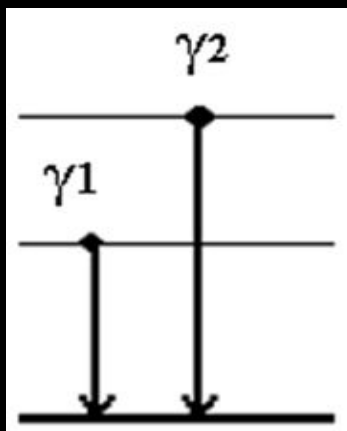


Результаты измерений *методом совпадений* сообщают лишь о наличии или отсутствии **генетических** совпадений между определенными группами излучений - гамма-квантами или электронами конверсии и т.д. . Т.е. опыты чисто **качественного** характера .

Тем не менее **результаты** даже таких **опытов** могут **подтвердить** или **опровергнуть** те или иные предположения о **схеме распада**.



Спектр гамма-излучения с двумя энергетическими линиями. Какая схема распада ?





Метод задержанных совпадений занимает значительное место в изучении времени жизни возбужденных состояний ядер. С его помощью можно определять средние времена жизни уровней, возбуждаемых в ядерных реакциях и при радиоактивном распаде.

Принцип метода задержанных совпадений заключается в изучении временных корреляций между моментом образования возбужденного состояния и моментом его распада.

Момент образования возбужденного состояния определяется излучением α , β , γ , заселяющим это состояние, или импульсом синхронизации с ускорителя.

Момент разрядки фиксируется временем появления γ -излучения, снимающим возбуждение исследуемого состояния.

Спектрометрия задержанных совпадений



С помощью двух детекторов регистрируют, например, γ -кванты. Регистрация сигналов определяет моменты образования состояния (Старт) и его разрядки (Стоп). Измеряя распределение интервалы времени между старт- и стоп-сигналом, оценивают время жизни τ состояния.

Существует взаимосвязь между измерением амплитуды и определением времени. В большинстве случаев необходимо оценить корреляцию по времени сигналов определенной амплитуды, поэтому, сначала изменяют амплитуду, а затем интервал времени. Импульсы, представляющие амплитуду сигнала в цифровом выражении должны коррелировать с одновременным сохранением временной информации.

Таким образом, решение задачи сводится к следующему:

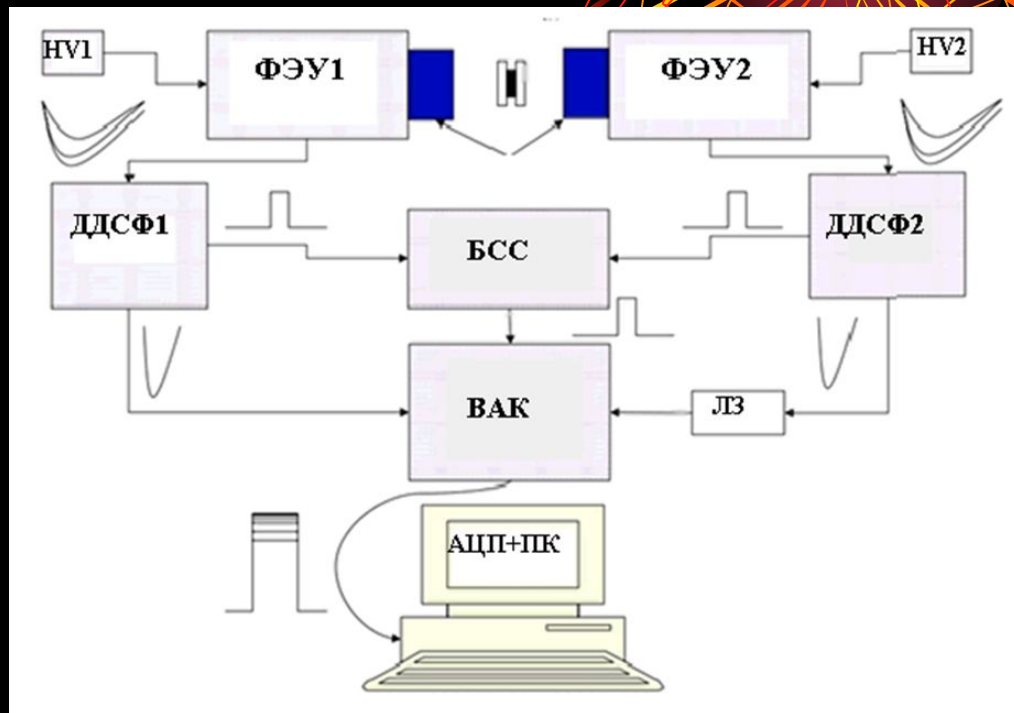
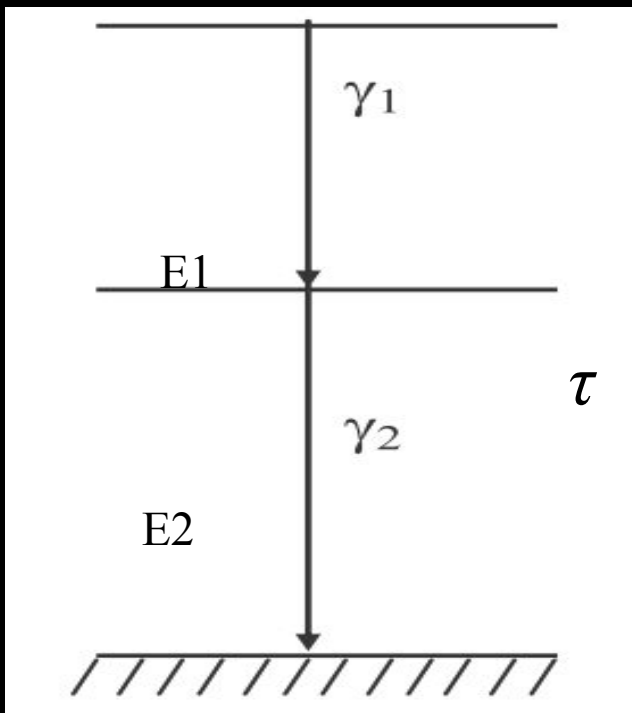
для каскада энергетических переходов $E_1 E_2$ необходимо установить

а.) их временную последовательность и определить

б.) длительность интервала τ между этими событиями

Спектрометр задержанных совпадений

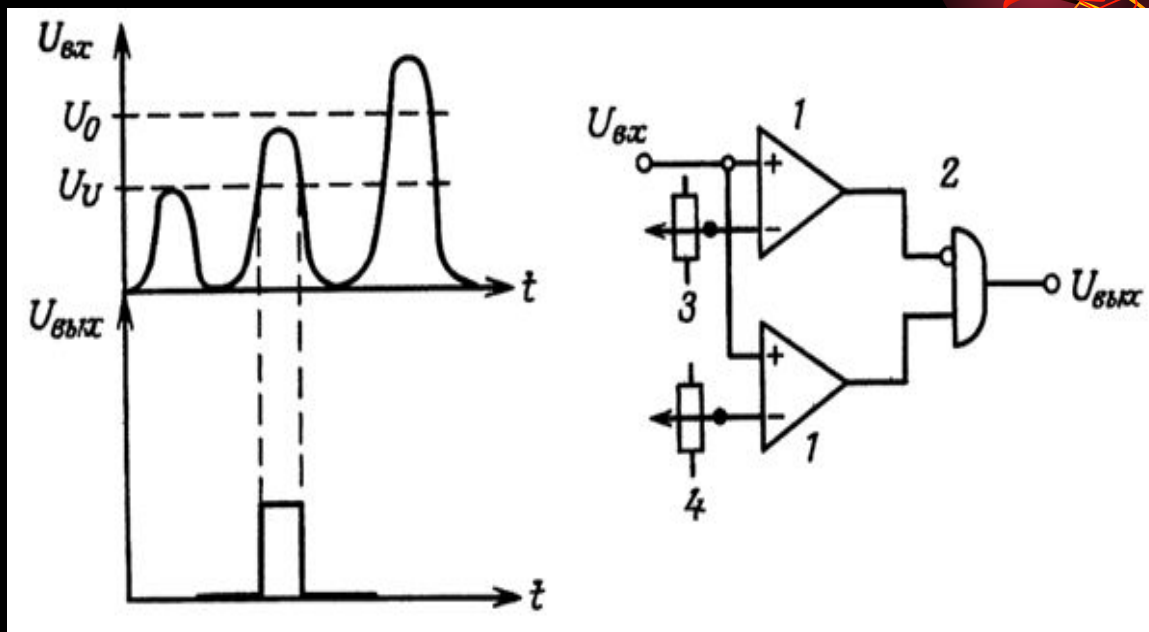
В спектрометре используется разделение данных амплитудной и временной информации



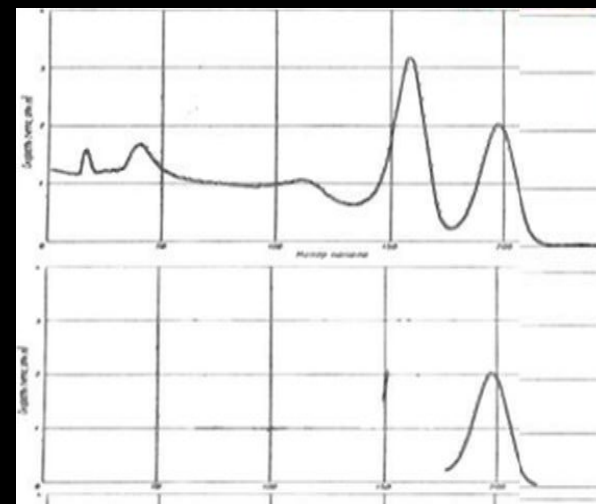
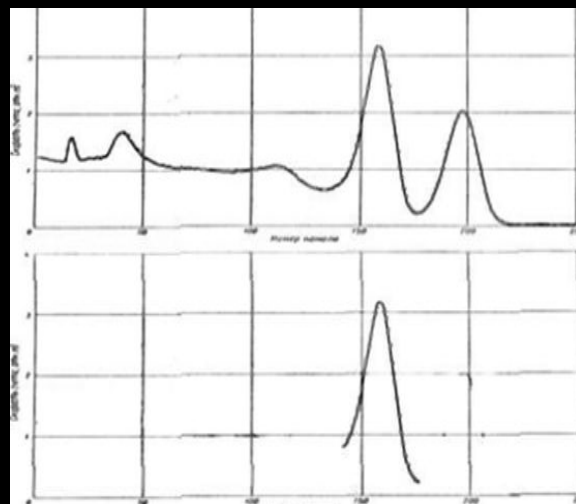
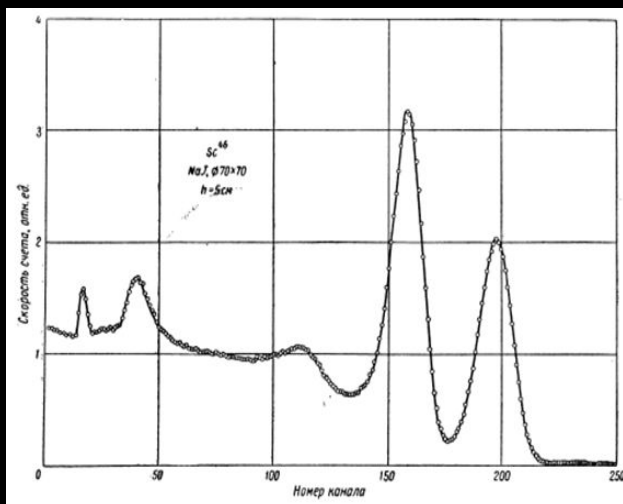
Блок-схема спектрометра задержанных совпадений

Сигналы детекторов подаются на быстрые амплитудные дискриминаторы ДДСФ-1,2. Одновременно эти быстрые сигналы поступают на время-амплитудный конвертор ВАК. С выхода ВАК амплитудное распределение анализируется при помощи аналого-цифрового преобразователя АЦП (может входить в состав ПК)

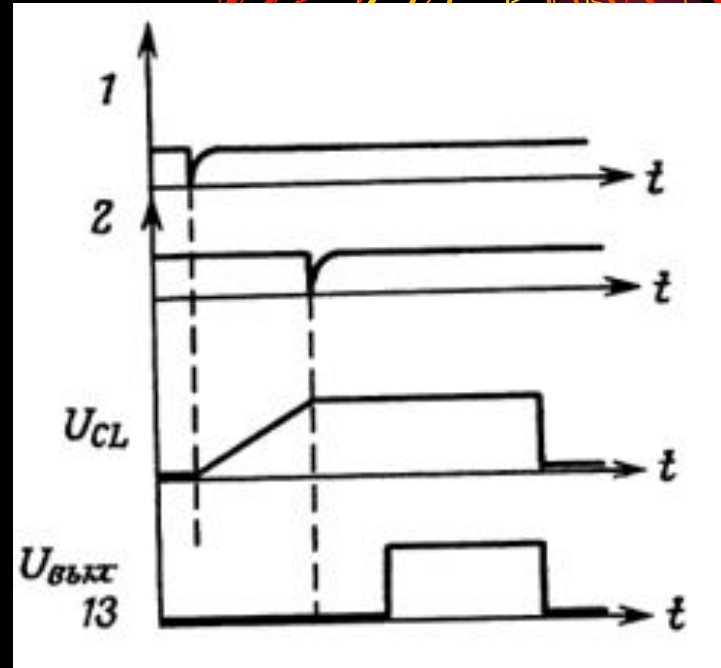
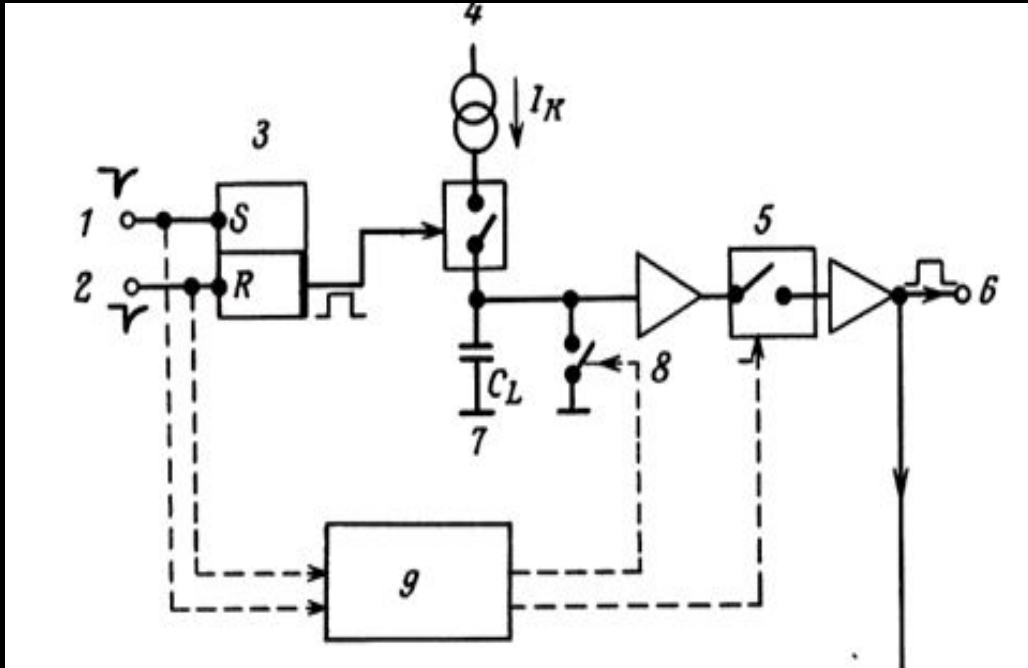
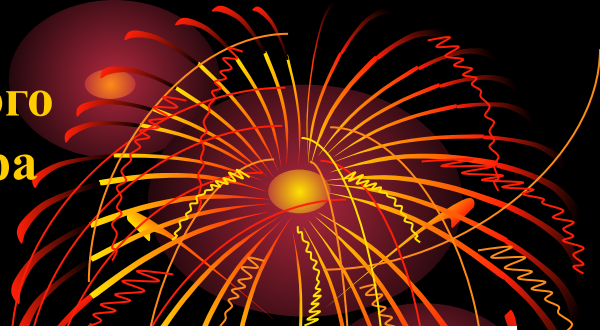
Дифференциальный дискриминатор



1 - компаратор; 2 - схема антисовпадений;
3 - верхний порог 4 - нижний порог.



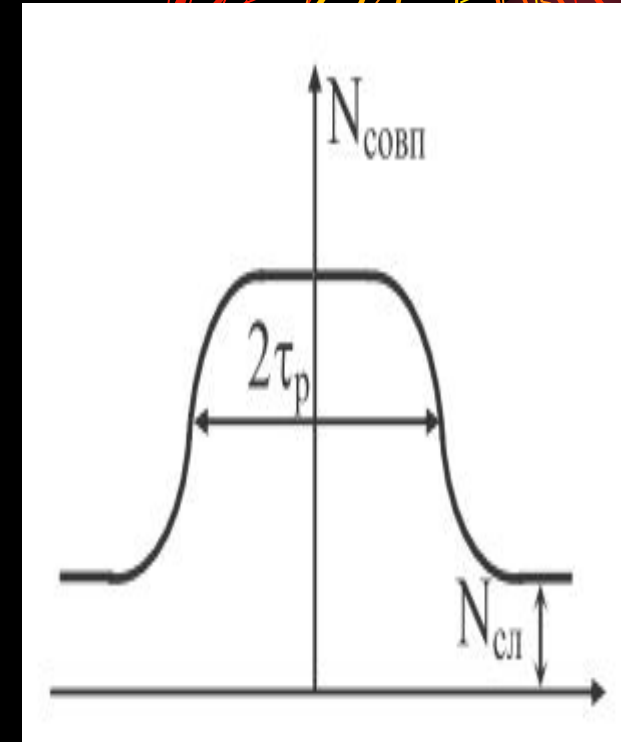
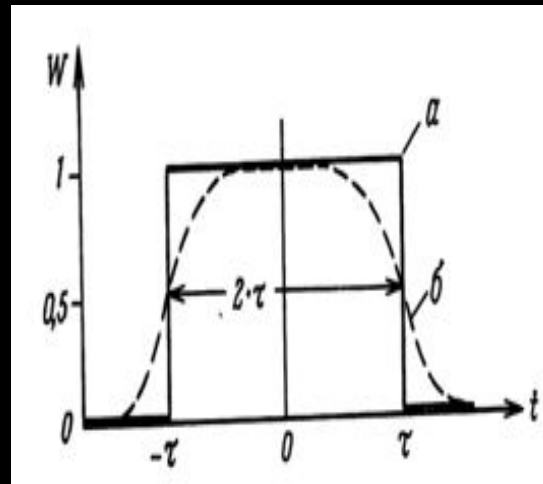
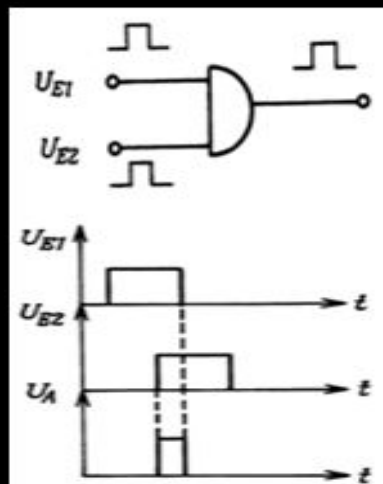
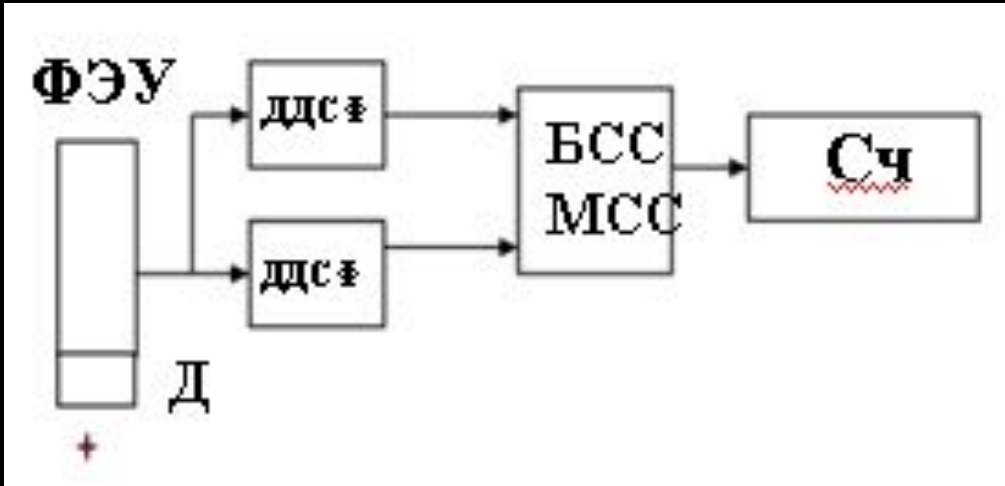
Упрощённая схема старт стопового время - амплитудного конвертора



Характеристики спектрометров задержанных совпадений их определение

- Разрешающее время 2τ (БСС,МСС)

Блок схема

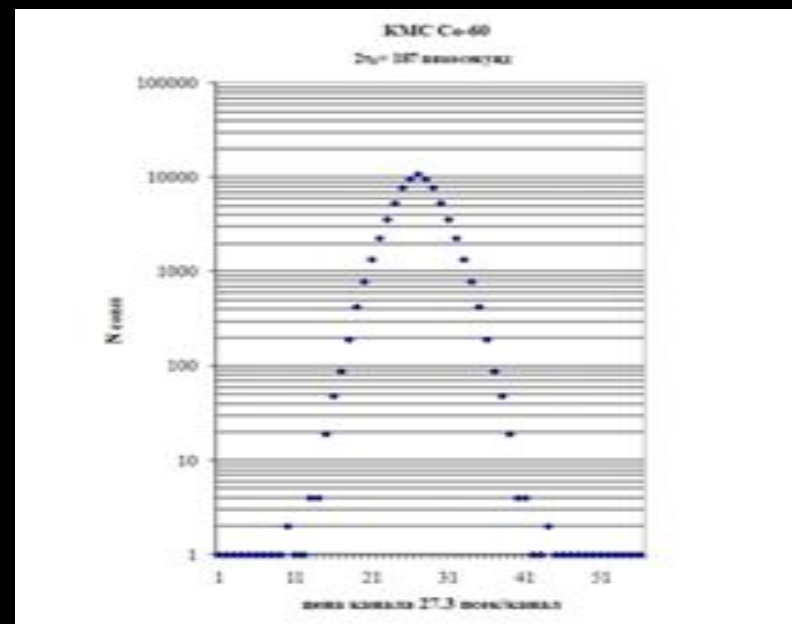
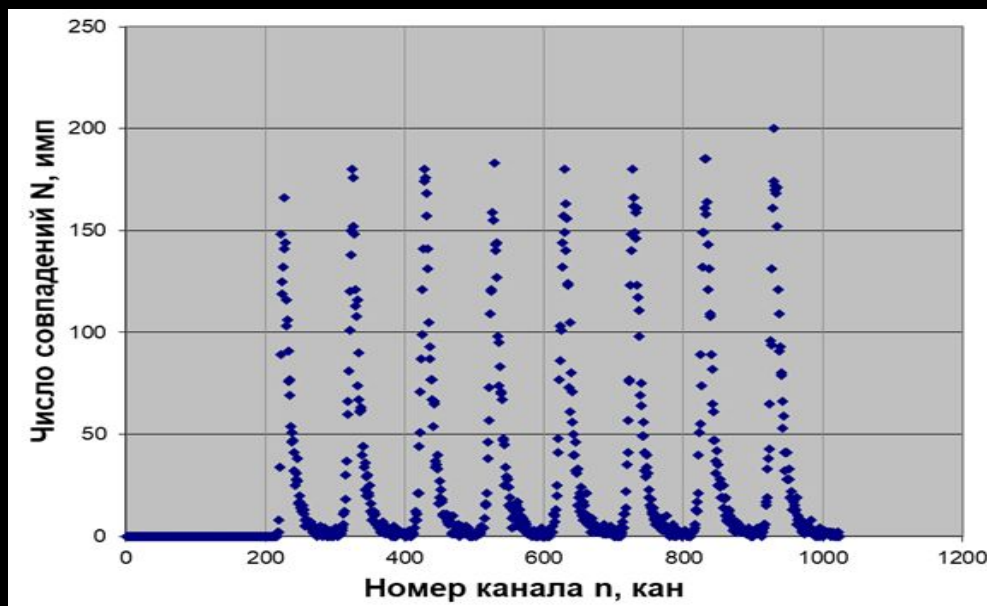
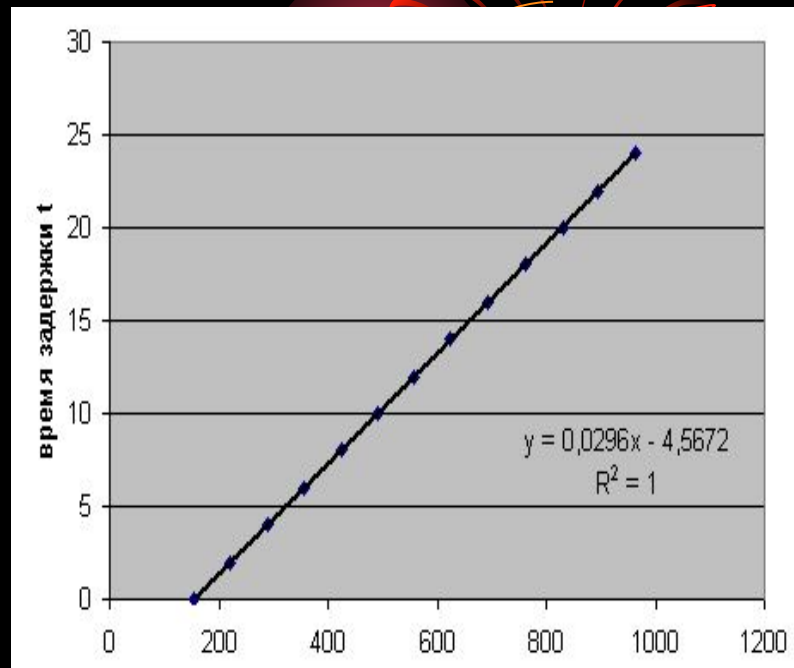
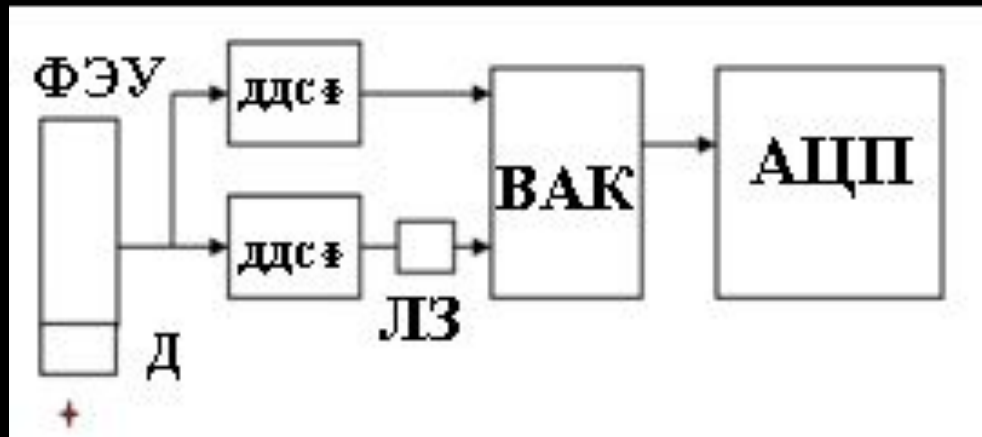


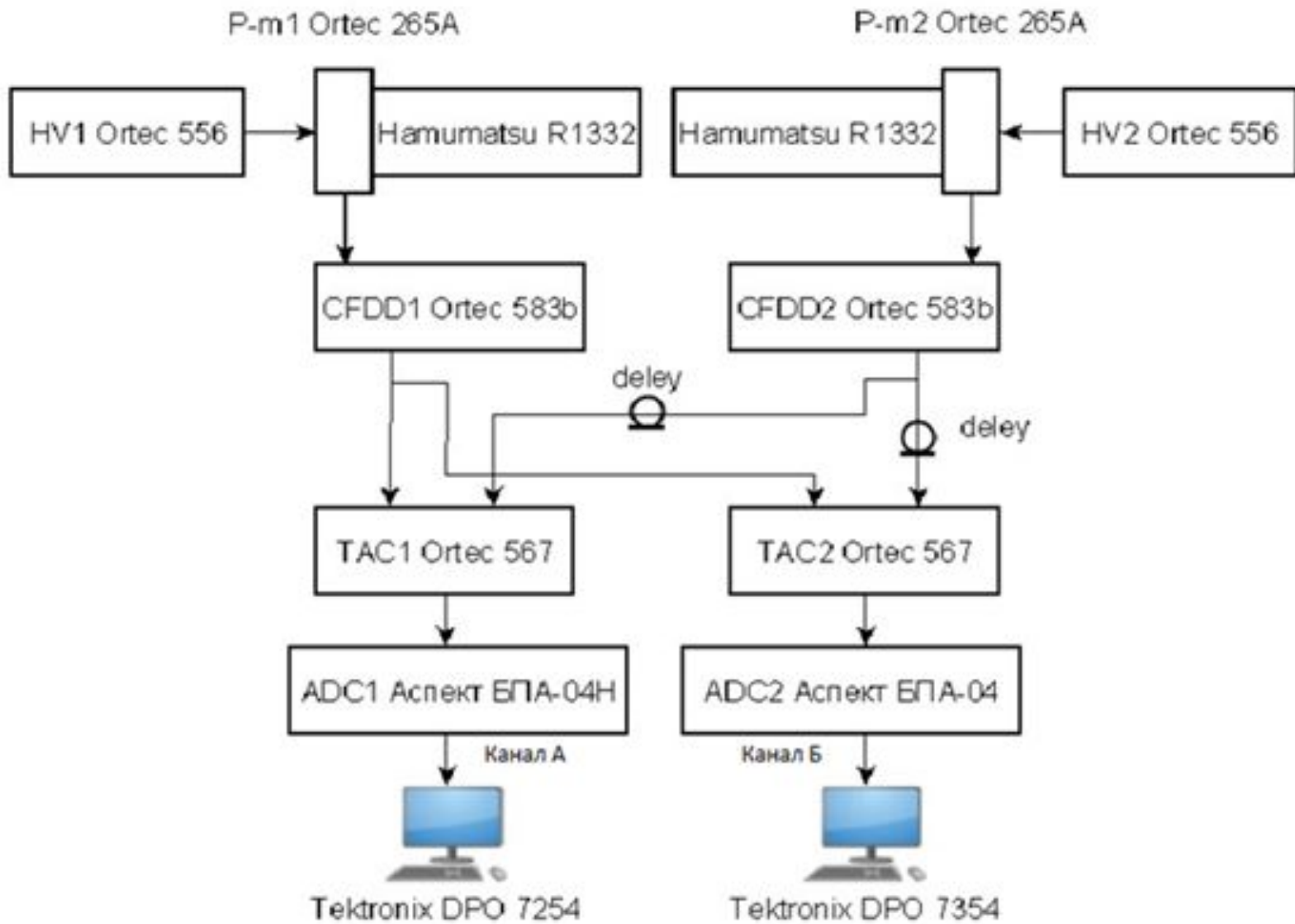
На рисунке не изображён уровень случайных совпадений $N_{сл} = 2\tau N_1 N_2$ для

Элемент "И" в качестве схемы совпадений.

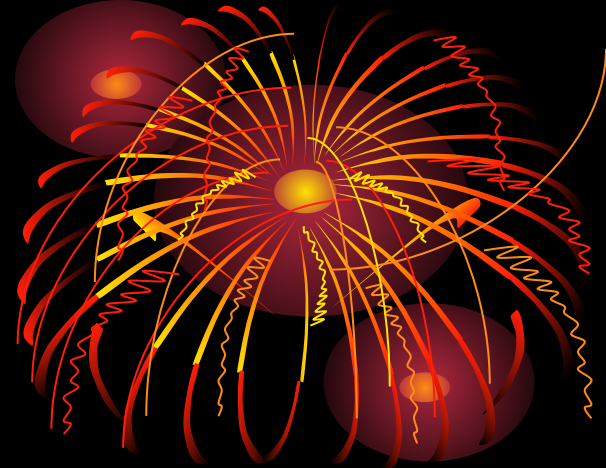
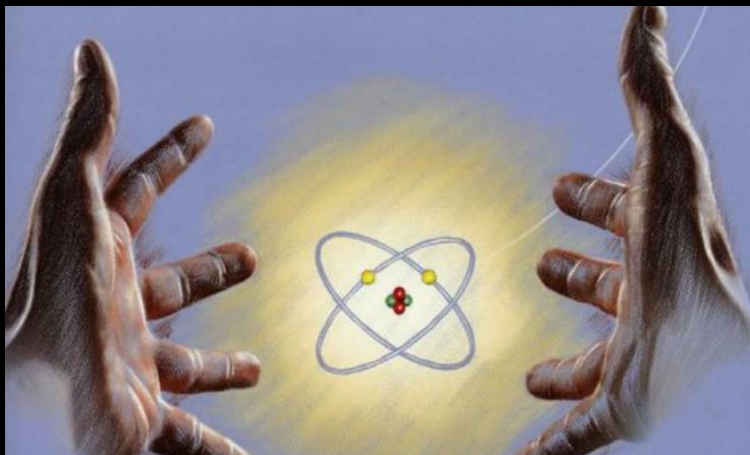
Функция временного разрешения схемы совпадений, а – идеальная ; б - реальная.

- **Время амплитудный конвертор**
Калибровка временной шкалы
Блок схема





Блок-схема 2D спектрометра быстро-быстрых задержанных совпадений



Методы и устройства регистрации ионизирующих излучений

Лекция 7 (часть II)

Метод задержанных совпадений.
Спектрометр задержанных совпадений



Закон радиоактивного распада

Постоянная распада λ

- вероятность распада ядра в единицу времени.

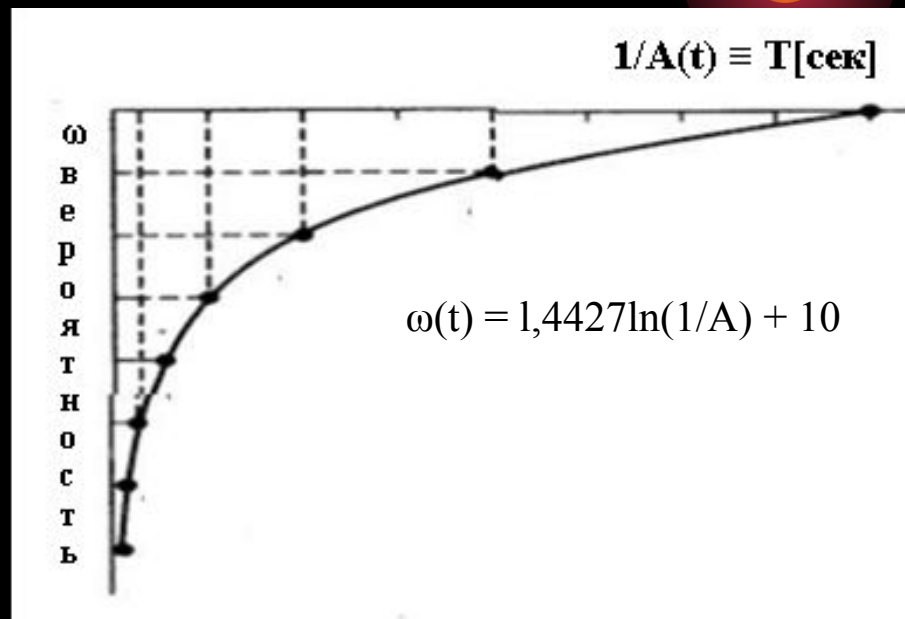
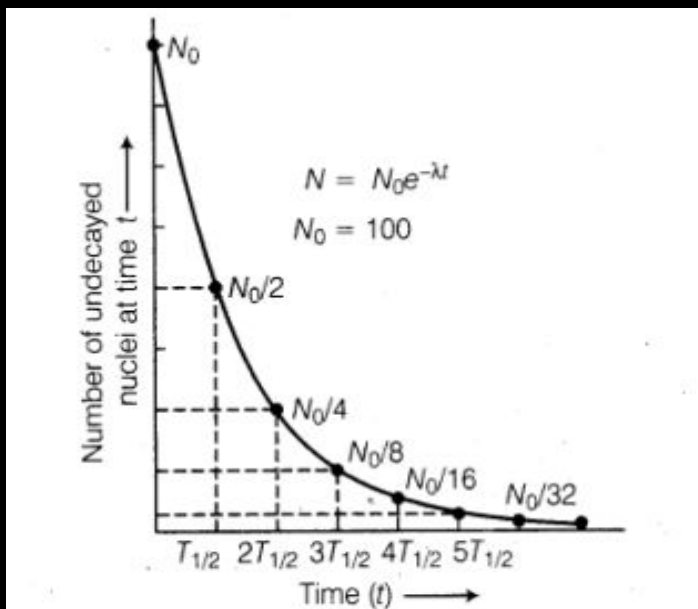
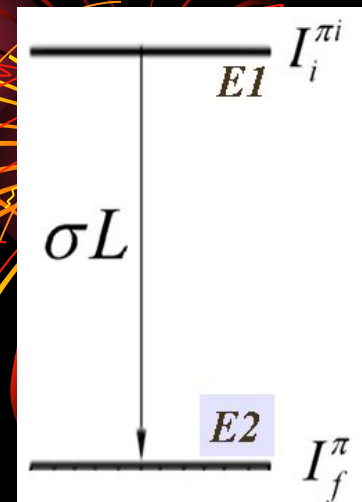
Если в образце в момент времени t имеется N радиоактивных ядер, то количество ядер dN , распавшихся за время dt пропорционально N .

$$dN = -\lambda N dt.$$

Проинтегрировав получим закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}.$$

N_0 - количество радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$.



$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}.$$

Для активности $A(t) \equiv \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$

$$1/A(t) \equiv T[\text{сек}]$$

Время жизни $T_{\text{жизни}}$ возбужденного состояния ядра определяется многими физическими факторами, связанными со структурой ядра, а также его способами распада состояния.

Основные из этих факторов:

а) квантовые характеристики состояния;

б) физическая природа состояния (свойства истинной волновой функции;

в) возможные виды разрядки состояния

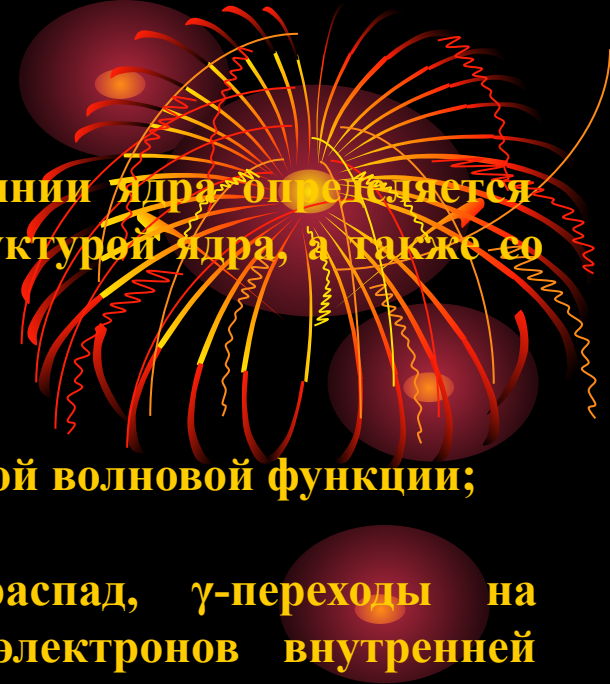
(испускание нуклонов или других частиц. β -распад, γ -переходы на нижележащие уровни, переходы с испусканием электронов внутренней конверсии, переходы с образованием электронно-позитронных пар, деление);

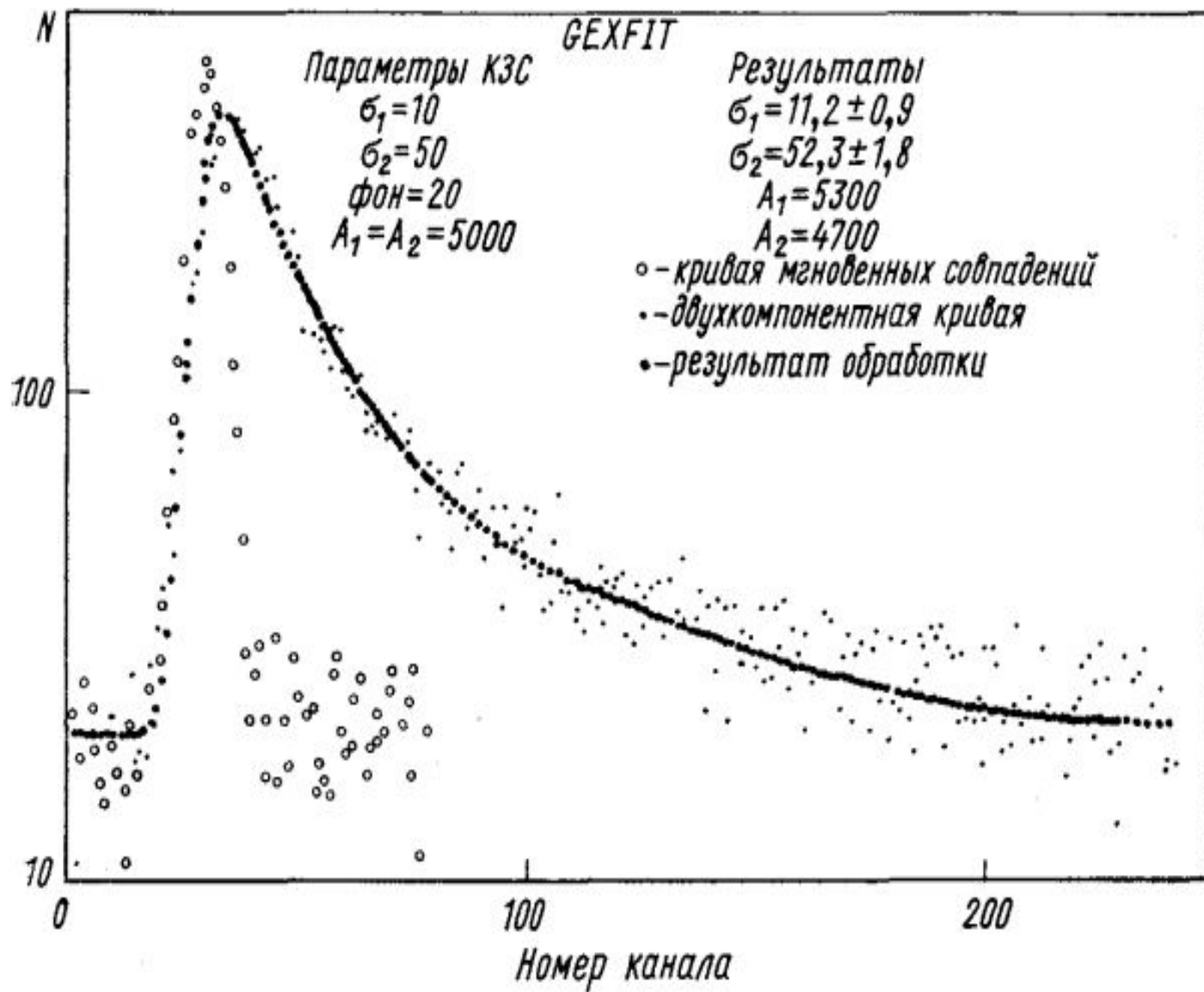
г) энергии возможных переходов;

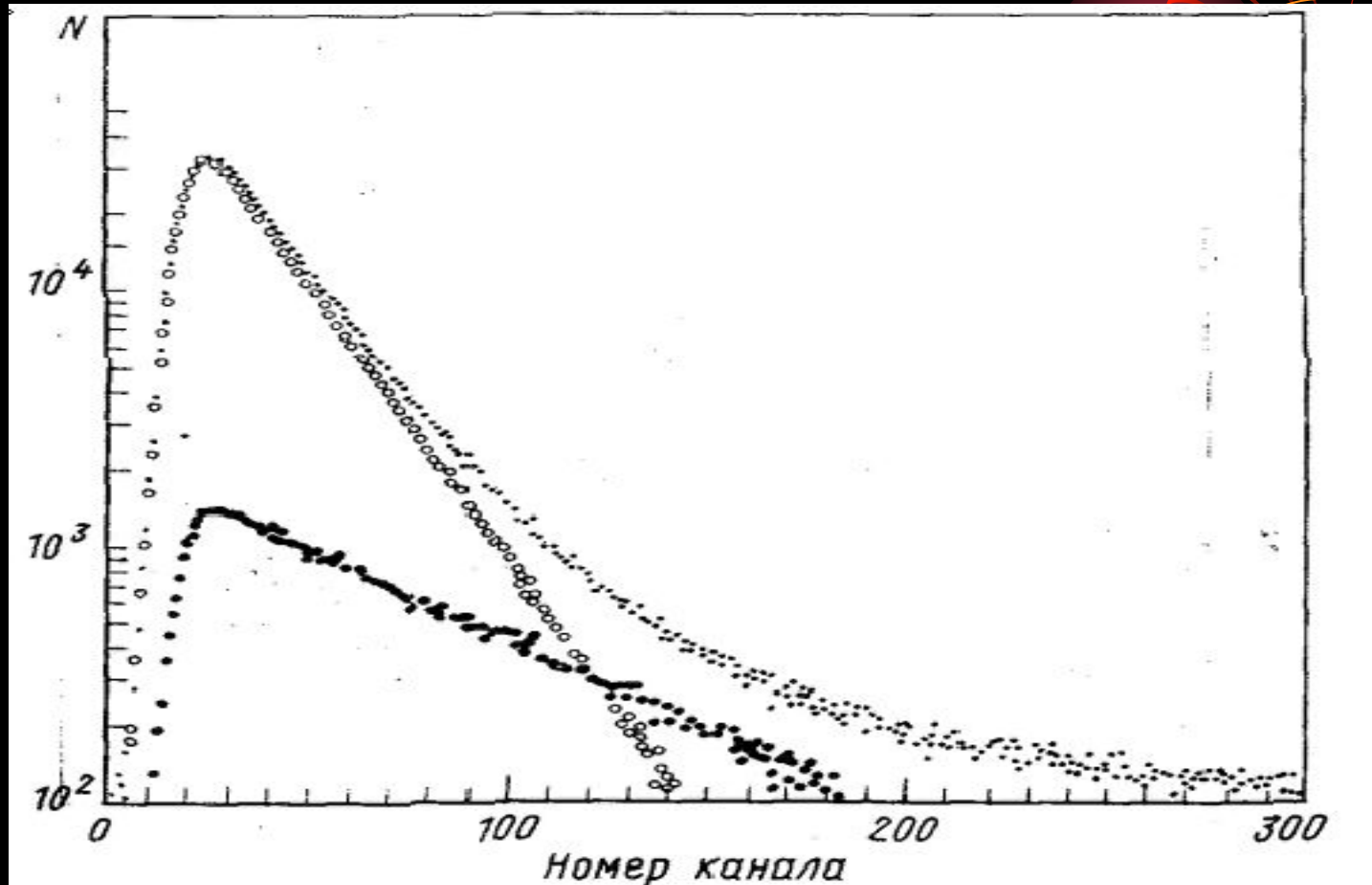
д) квантовые характеристики конечных состояний (мультипольности переходов);

е) физическая природа конечных состояний.

При рассмотрении связанных состояний, в которых невозможно испускание нуклонов или нуклонных образований, разрядка состояний происходит лишь путем испускания γ -квантов, электронов внутренней конверсии или внутренней конверсии с образованием электрон-позитронных пар







**Вид временного спектра задержанных совпадений
с разложением на две временные компоненты**

Закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

N_0 - количество радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$.

$$\ln N(t) = \ln N_0 - \lambda t \quad [y(x) = ax + b]$$

Для простейшего случая одной компоненты и в предположении, что заселяющее излучение регистрируется одним каналом, а разряжающее другим, плотность вероятности появления второго излучения в момент t после первого излучения

$$f(t) = 0 \text{ для } t < 0$$
$$f(t) = \exp(-t/\tau)/\tau \text{ для } t > 0$$

При бесконечно малом разрешающем времени $2\tau \rightarrow 0$ аппаратуры временное распределение числа задержанных совпадений имеет обычный вид кривой радиоактивного распада.

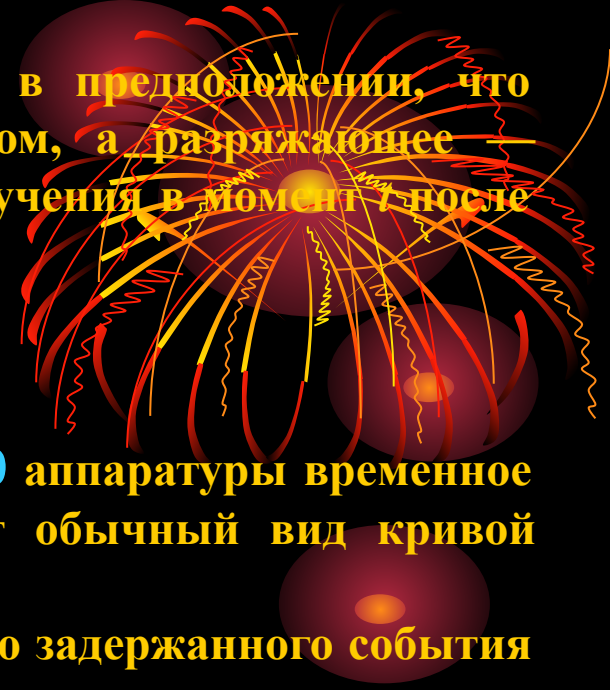
В реальных условиях вероятность регистрации одного задержанного события в момент времени t в временном спектрометре имеет распределение, обусловленное конечным разрешающим временем.

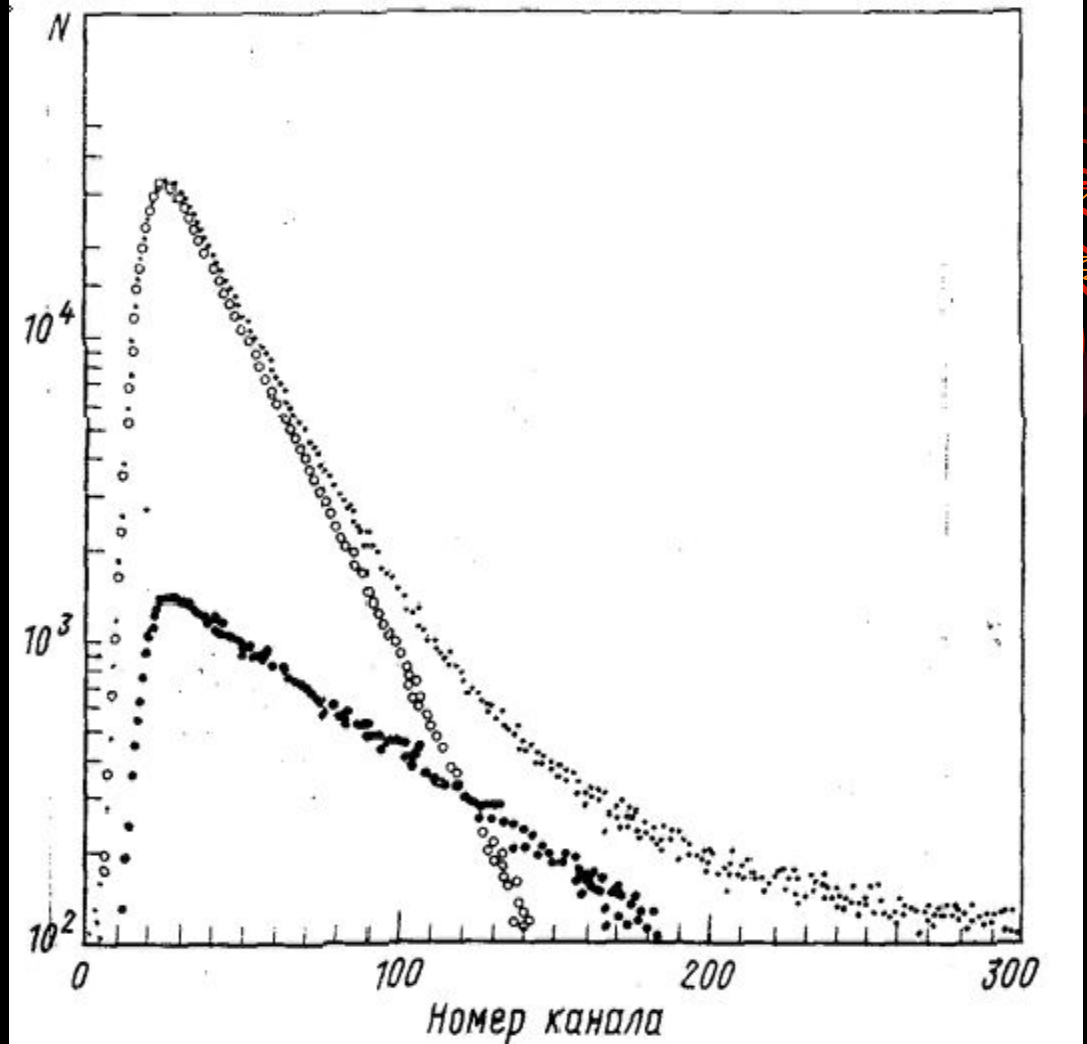
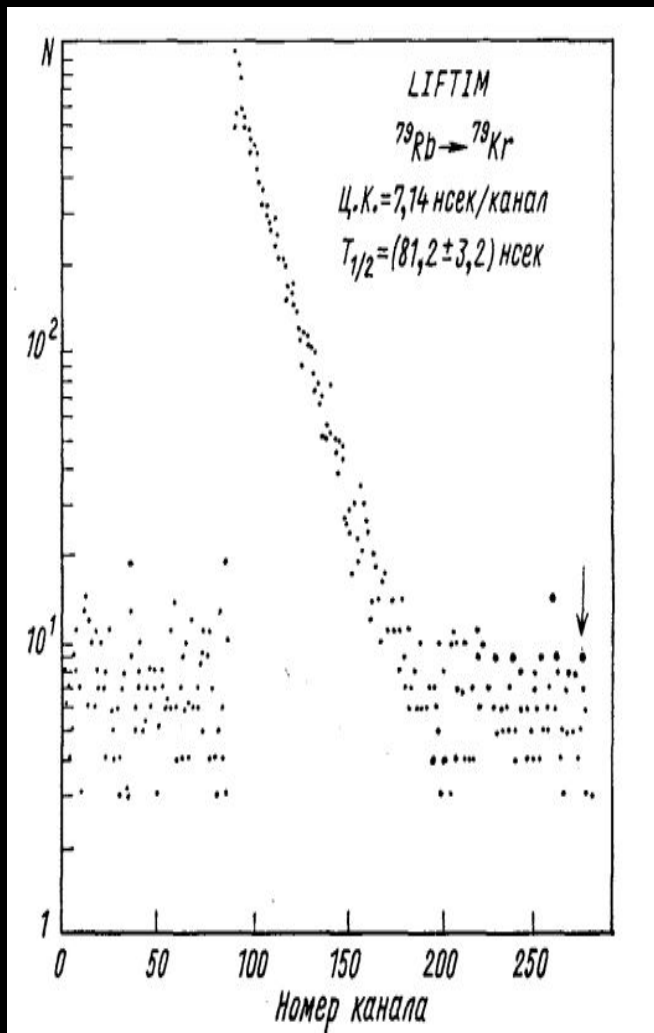
Результат свертки экспоненциального распада с конечным временным разрешением, обусловленным аппаратурой, приводит к изменению вида кривой радиоактивного распада, как показано на рис.

Математическое выражение (результат свертки) этого процесса имеет следующий вид:

$$F(t) = \int f(t')P(t-t')dt'$$

где $F(t)$ — временное распределение импульсов от запаздывающего излучения;
 $P(t)$ — временное распределение мгновенных совпадений.



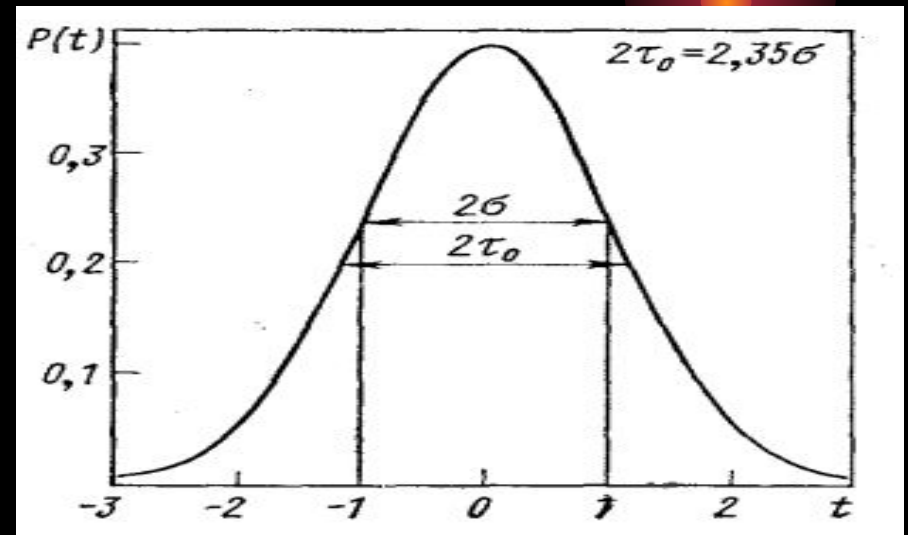
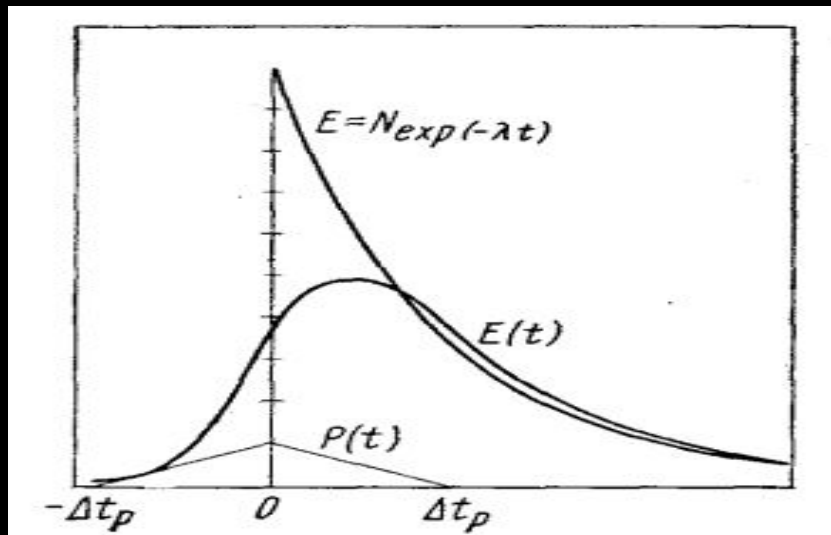
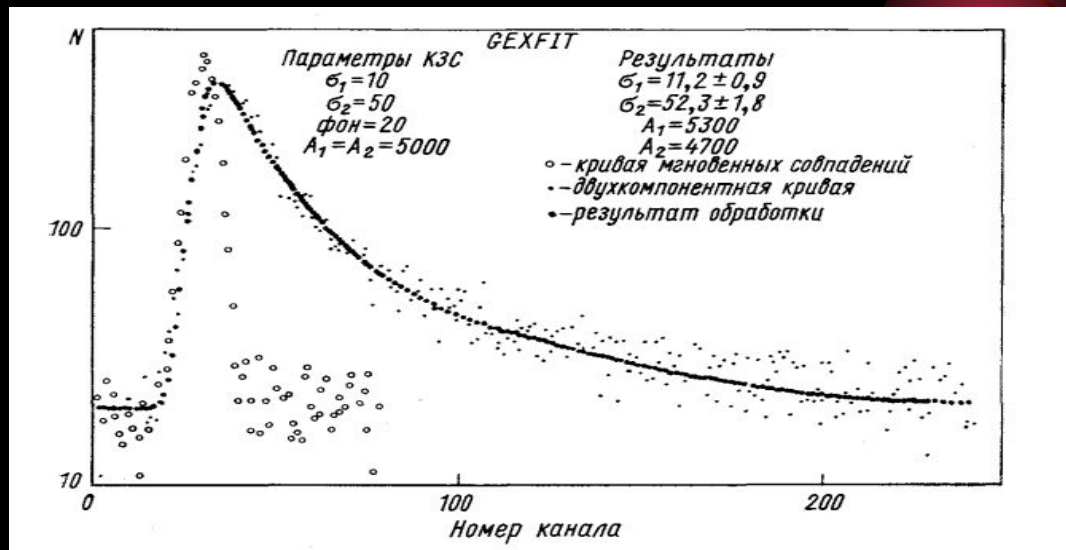


Закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

N_0 - количество радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$.

$$\ln N(t) = \ln N_0 - \lambda t \quad [y(x) = ax + b]$$



Свертка экспоненциального распада с конечным разрешающим временем аппаратуры

Нормированная КМС для случая нормального распределения при $\sigma=1$



Под кривой мгновенных совпадений (КМС) подразумевается экспериментальное временное распределение, измеренное для состояния, время жизни которого значительно меньше разрешающего времени установки $\tau < 2\tau_0$.

Разрешающее время аппаратуры $2\tau_0$ определяется как ширина КМС на половине высоты.

В случае однокомпонентного распада это представление имеет вид :

$$F(t) = \int_0^t \exp(-t'/\tau) P(t-t') dt'/\tau$$

Параметры КМС, когда ее форма аппроксимируется нормальным распределением, где $2\tau_0$ — ширина на половине высоты и σ — стандартное отклонение, причем

$$2\tau_0 = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma = 2.35\sigma,$$

1. МЕТОДЫ ГРУППЫ А

Метод рассмотрения экспериментального временного распределения в экспоненциальном представлении

Этот метод включает в себя два разных подхода:

первый — метод наклона (логарифмическое представление числа совпадений), который применяется в случае однокомпонентного распада;

второй — метод прямой подгонки, применимый как к случаю однокомпонентного, так и к случаю многокомпонентного распада. Он сводится к подгонке суммы экспоненциалов к экспериментальному временному распределению.

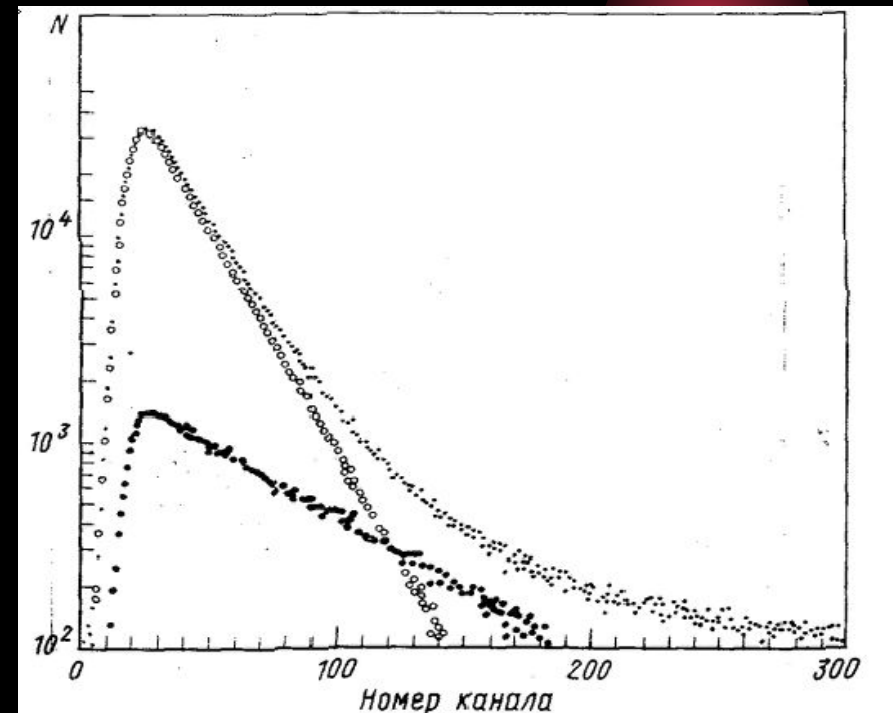
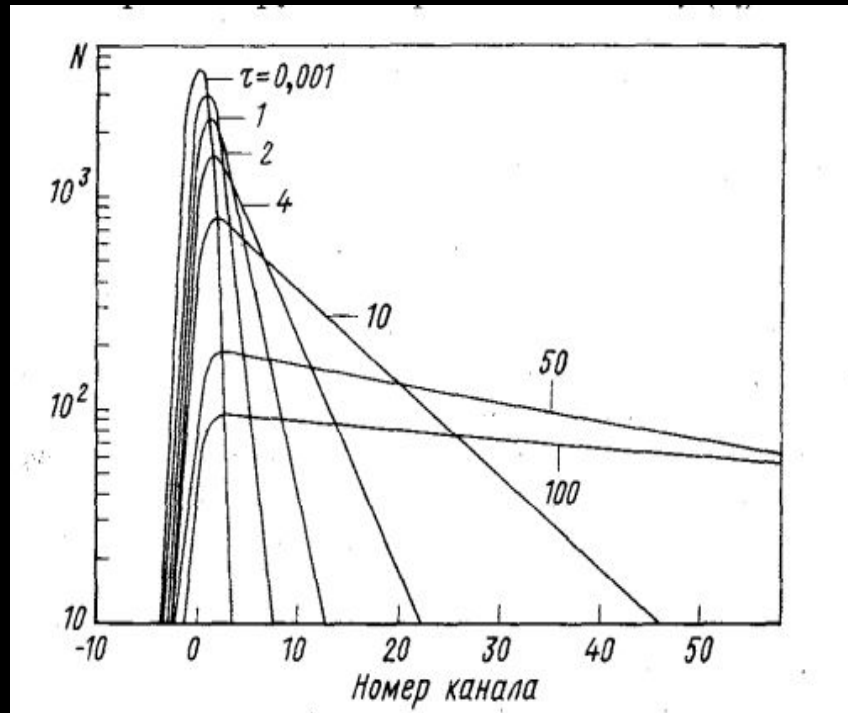
Метод наклона.

Уравнение приводит к следующим

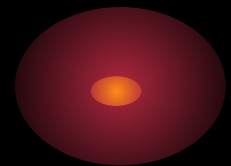
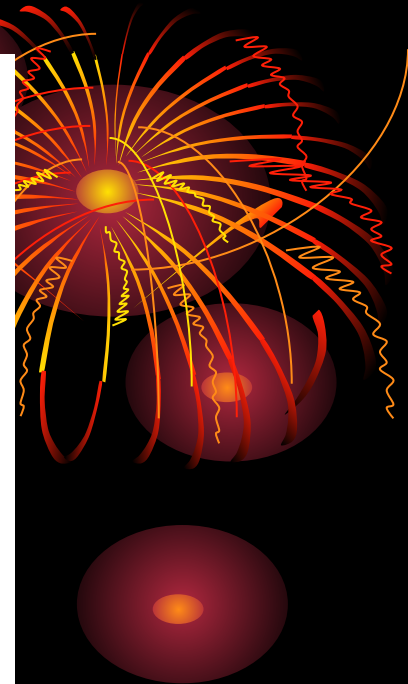
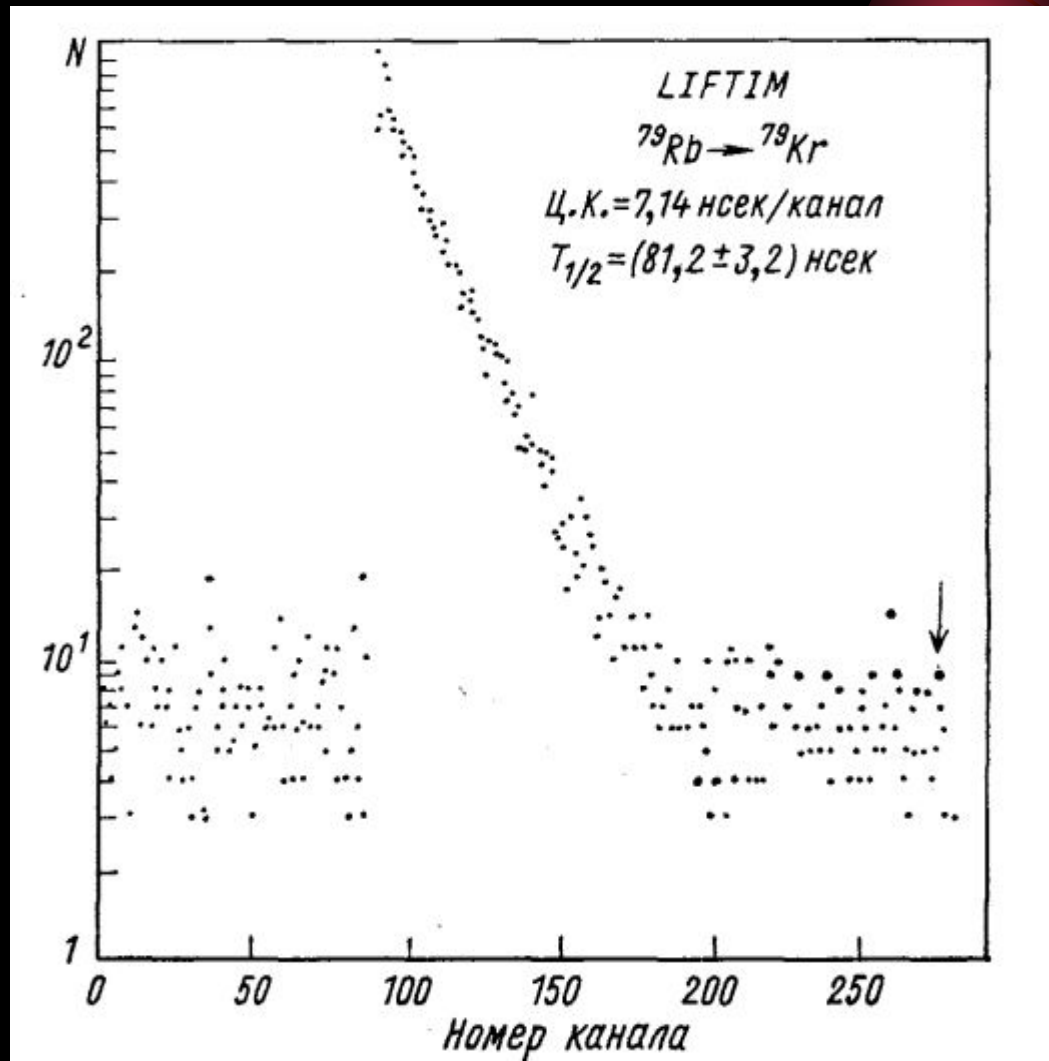
$$\begin{aligned}dF(t)/dt &= -\lambda[F(t)-P(t)] \\d/dt[\ln F(t)] &= -\lambda[1- P(t)/F(t)]\end{aligned}$$

Эти соотношения определяют два существенных момента этого метода:

- а) в области, где $F(t) \gg P(t)$, $d[\ln F(t)]/dt = -\lambda$ т. е. в полулогарифмическом представлении, получается прямая, наклон которой дает λ ;
- б) нормированные по площади $SKЗС = SKМС КМС P(t)$ пересекаются $KЗС F(t)$ в максимуме, что видно из рис.



Полулогарифмическое представление нормированных по площади КМС и КЗС для случая однокомпонентного распада при $\sigma = 1$



Закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

N_0 - количество радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$.

$$\ln N(t) = \ln N_0 - \lambda t \quad [y(x) = ax + b]$$

При обработке экспериментальных данных, в области, где $F(t) \gg P(t)$, по методу наименьших квадратов число совпадений в логарифмическом представлении аппроксимируется прямой линией $f(x) = a + bx$.

$$\lambda = \frac{\sum_i^k n \sum_i^k \ln N - k \sum_i^k n \ln N}{k \sum_i^k n^2 - (\sum_i^k n)^2}$$

$$\ln N_0 = \frac{\sum_i^k n^2 \sum_i^k \ln N - \sum_i^k n \sum_i^k n \ln N}{k \sum_i^k n^2 - (\sum_i^k n)^2}$$

$$\Delta \tau = \frac{\tau^2}{\sqrt{\sum_i N_i (n_i - n_0)^2}}$$

$$\ln N(t) = \ln N_0 - \lambda t \quad [y(x) = ax + b]$$

Здесь $\lambda = 1/\tau$ N количество совпадений за вычетом фона
в соответствующем канале n

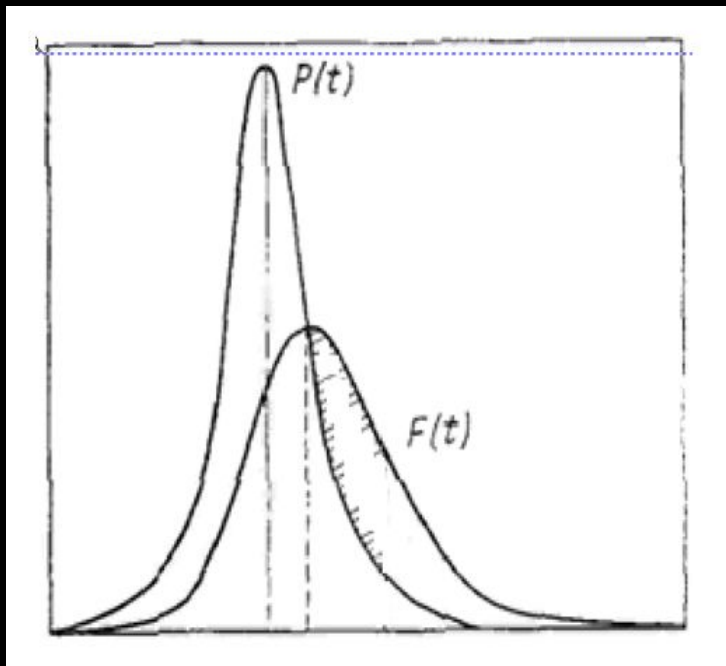
Метод прямой подгонки.

Этот метод, как и метод наклона, применим к той области экспериментальных данных, где $F(t) \gg P(t)$ ($\tau > 2t_0$), и заключается в том, что к экспериментальному временному распределению подгоняется аналитическая функция, содержащая несколько экспоненциальных компонент и фон случайных совпадений :

$$N(t) = \sum N_i \exp(-\lambda_i t)$$

МЕТОДЫ ГРУППЫ Б

Метод моментов



МБ МА

В методе моментов существуют два подхода в определении времени жизни:

- 1) по относительным моментам КЗС и КМС и по
- 2) по моменту КЗС относительно собственного центра тяжести

Для однокомпонентного экспоненциального распад $f(t) = -\exp(-t/\tau)/\tau$

Моменты первого, второго и третьего порядков одной кривой определяют ее центр тяжести, ширину и асимметрию. При таком определении момент порядка r для $f(t)$ выражается соотношением

$$M_r(f(t)) = r! \tau^r$$

Метод моментов приводит к следующим соотношениям между временами жизни τ и моментами КЗС и КМС :

$$\tau = M_1(F) - M_1(P) \delta(t) = (n_F - n_P) \delta(t)$$

$$\tau = [M_2(F) - M_2(P)]^{1/2}$$

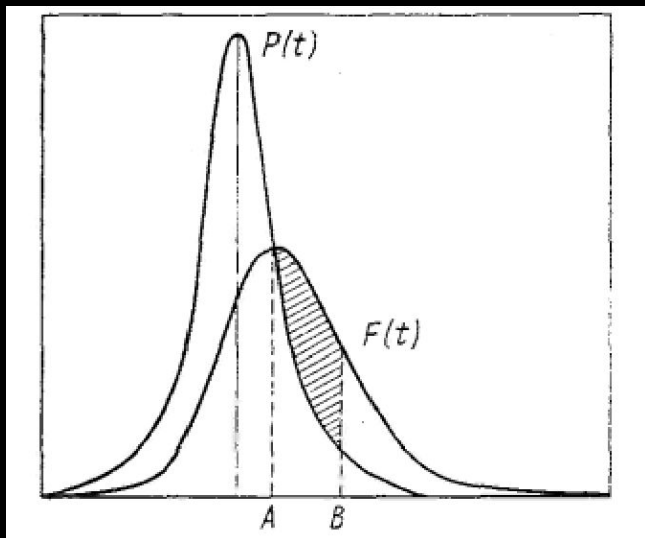
$$\tau = [M_3(F) - M_3(P)]^{1/3}$$



(площади КЗС и КМС нормированы к одинаковым площадям). $S_{КЗС}/S_{КМС} = 1$

Метод моментов первого порядка дает наименьшую статистическую погрешность. Поэтому предпочтительно использовать именно этот метод при определении времени жизни в области, близкой к 10^{-11} сек.

Но этот метод сильно зависит от стабильности аппаратуры, загрузочных характеристик и идентичности энергетических интервалов при получении КЗС и КМС.



$$M_1(F) \equiv \frac{\sum nN}{\sum N} = n_{\text{цт}}$$

Приведения этого метода к удобному для расчёта виду
Проводят такую процедуру:

1. $S_{КЗС}/S_{КМС} = \frac{\sum N_{КЗС}}{\sum N_{КМС}} = k$ (а) $k \neq 1$, б) $k = 1$

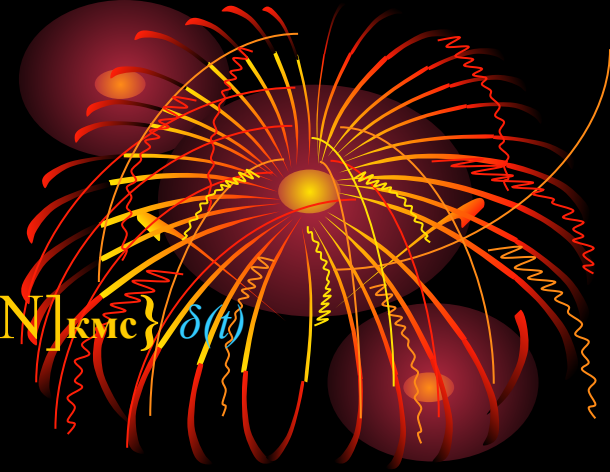
Нормируем площади к 1

2. Строим кривые $P(t)$ и $F(t)$ для проверки условия стабильности аппаратуры (пересечение кривой $P(t)$ кривую $F(t)$ в максимуме)

3. Корректируем положение $P(t)$ и $F(t)$ на $\Delta t = B - A$

Рассчитываем τ по моментам первого порядка с учётом поправки на Δt

$$\tau = Mi(F) - Mi(P) \delta(t) = \left\{ \left[\frac{\sum nN}{\sum N} \right]_{\text{кзс}} - \left[\frac{\sum nN}{\sum N} \right]_{\text{кмс}} \right\} \delta(t)$$



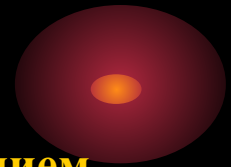
Методы свертки

Ранее было показано, что вид **КЗС** является результатом свертки экспоненциального распределения с конечным временным разрешением, обусловленным аппаратурой:

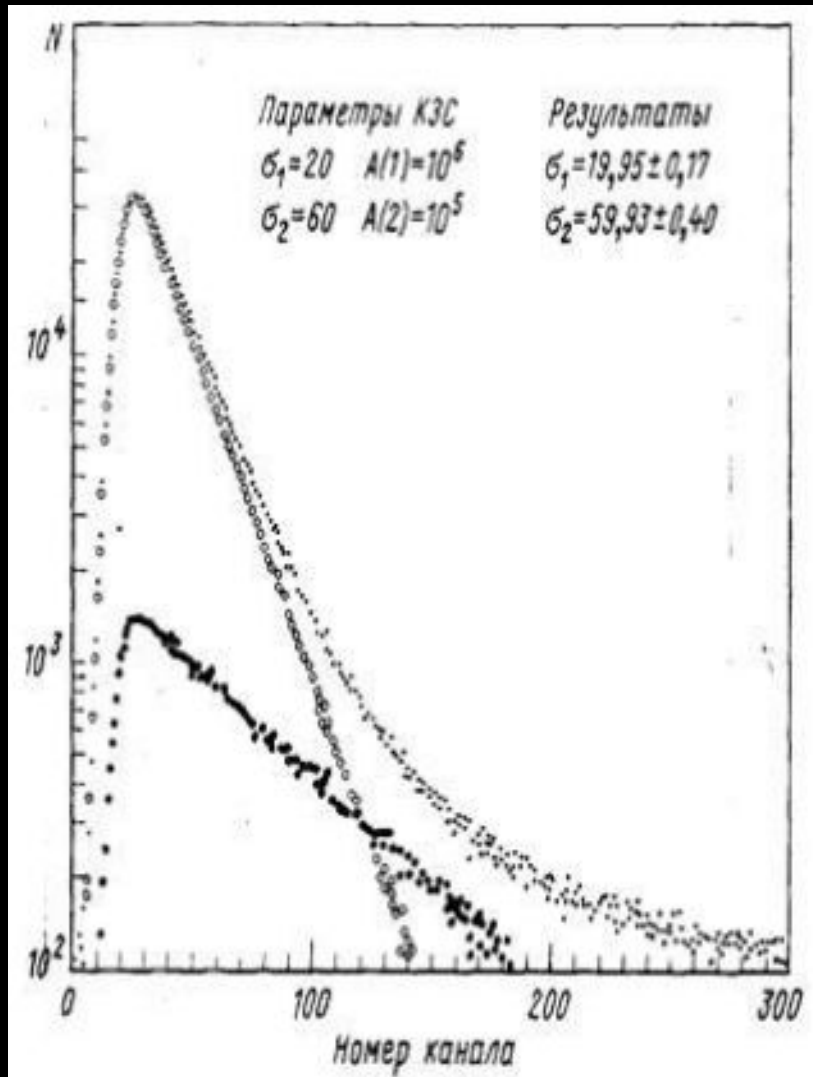
$$F(t) = \int f(t') P(t-t') dt'$$

Общий принцип методов свертки при определении времени жизни состоит в том, что τ получается как параметр подгонки выражения, к экспериментальному распределению **КЗС**.

Этими методами определяют времена жизни в большом временном диапазоне как для $\tau \leq 2\tau_0$, так и для $\tau \geq 2\tau_0$.

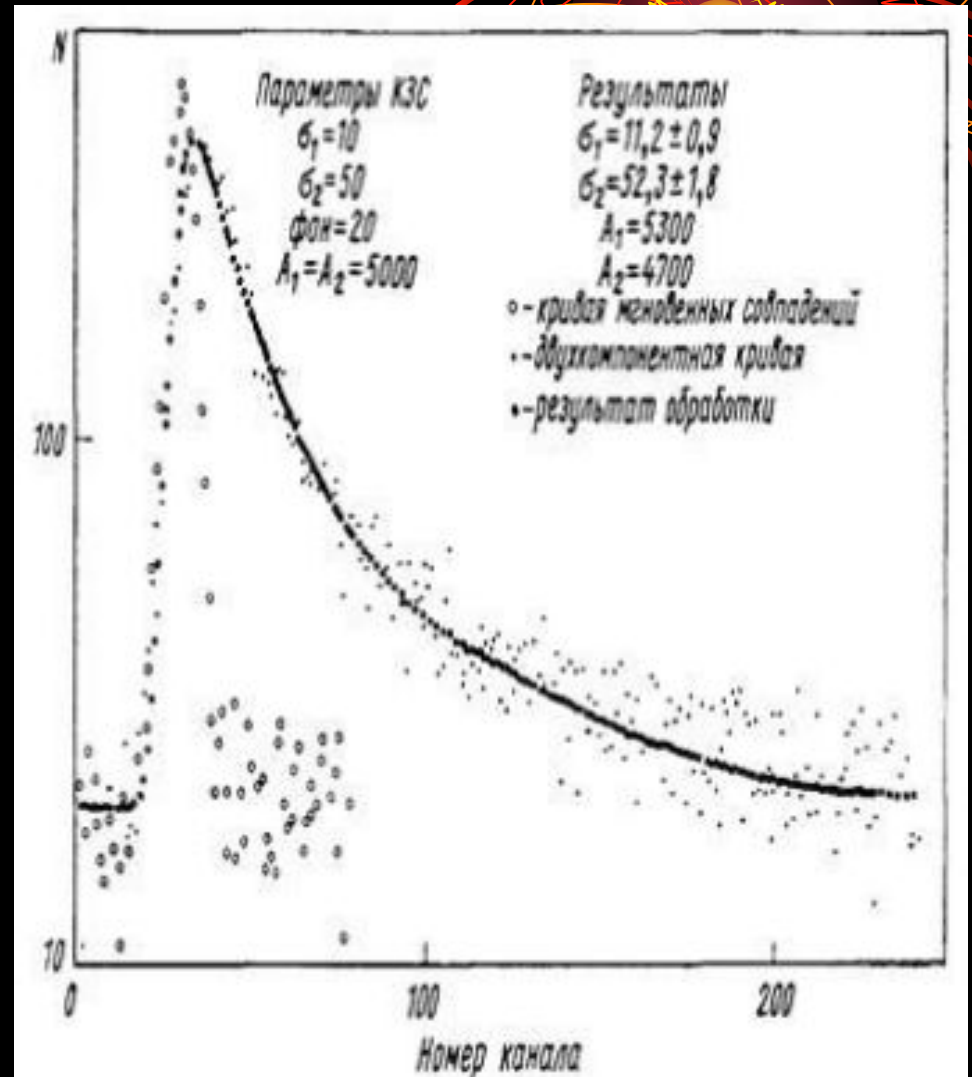


Свертка с экспериментальной (КМС).

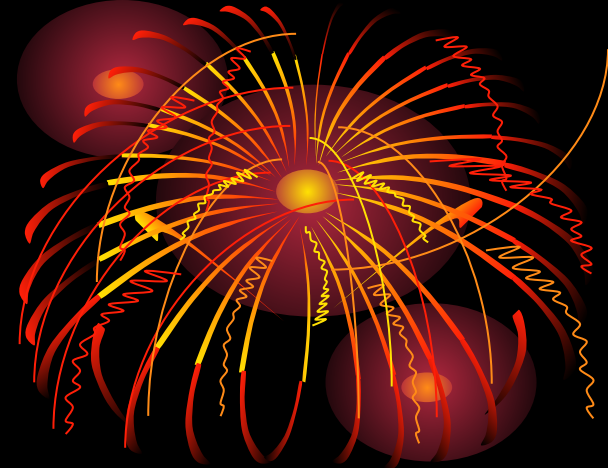
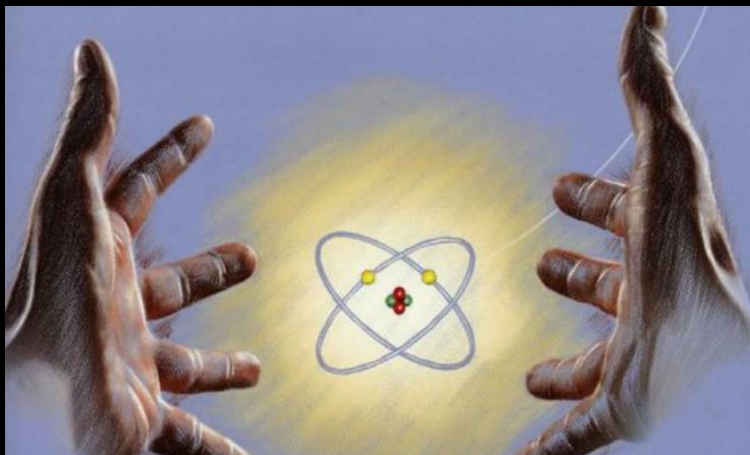


Двухкомпонентный спектр и результаты обработки по программе TAUFIT

Свертка с гауссианом (КМС).



Двухкомпонентная КЗС и КМС результаты обработки по программе GEXFIT



Методы и устройства регистрации ионизирующих излучений

Лекция 7 (часть II)
Метод задержанных совпадений.



Время жизни $T_{\text{жизни}}$ возбужденного состояния ядра определяется многими физическими факторами, связанными со структурой ядра, а также его способами распада состояния.

Основные из этих факторов:

а) квантовые характеристики состояния;

б) физическая природа состояния (свойства истинной волновой функции;

в) возможные виды разрядки состояния

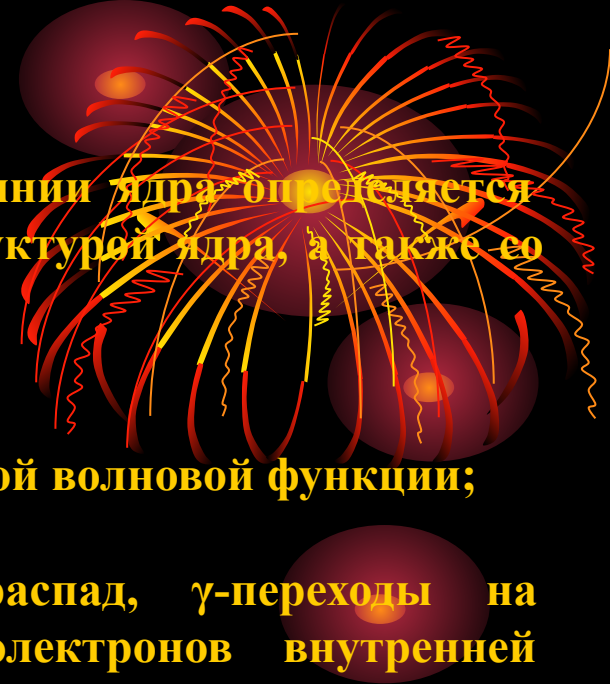
(испускание нуклонов или других частиц. β -распад, γ -переходы на нижележащие уровни, переходы с испусканием электронов внутренней конверсии, переходы с образованием электронно-позитронных пар, деление);

г) энергии возможных переходов;

д) квантовые характеристики конечных состояний (мультипольности переходов);

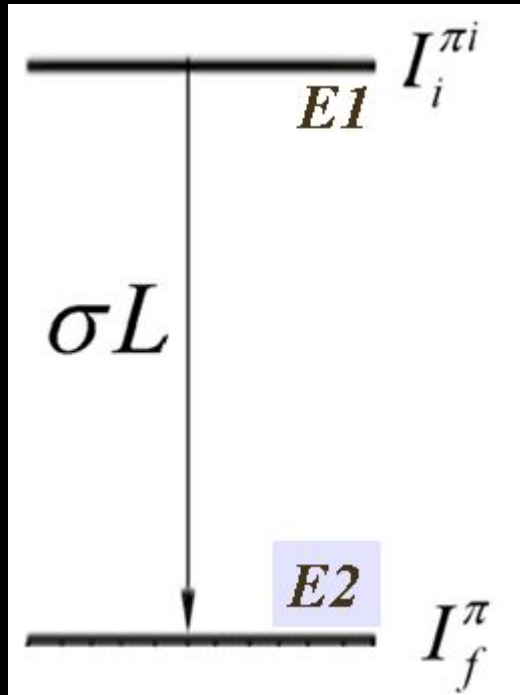
е) физическая природа конечных состояний.

При рассмотрении связанных состояний, в которых невозможно испускание нуклонов или нуклонных образований, разрядка состояний происходит лишь путем испускания γ -квантов, электронов внутренней конверсии или внутренней конверсии с образованием электрон-позитронных пар



Правила отбора для электромагнитных переходов

Мультипольное излучение порядка L (обычно его обозначают как $2L$ - польное, $L = 1$ соответствует дипольному, $L = 2$ — квадрупольному, $L = 3$ - октупольному излучению и т.д.; излучения с $L = 0$ не существует из-за поперечности электромагнитных волн уносит момент количества движения Lh .



Правила отбора при γ -излучении связаны с выполнением законов сохранения момента количества движения L и четности π . Величина L при переходе ядра из состояния с моментом количества движения (спином) I_i , в состояние со спином I_f подчиняются правилам отбора:

Спины I и четности π в начальном и конечном состояниях подчиняются правилам отбора, вытекающим из законов сохранения момента количества движения и четности. Сохранение момента количества движения L приводит к следующим правилам отбора по спинам:

$$|I_i - I_f| < L < |I_i + I_f| \quad (1)$$

Сохранение момента количества движения L приводит к следующим правилам отбора по спинам:

$$|I_i - I_f| < L < |I_i + I_f| \quad (1)$$

Сохранение четности требует

для электрических переходов

$$\pi_\gamma = \Delta\pi_{\text{ядра}} = \pi_i \pi_f = (-1)^L \quad (2)$$

и для магнитных

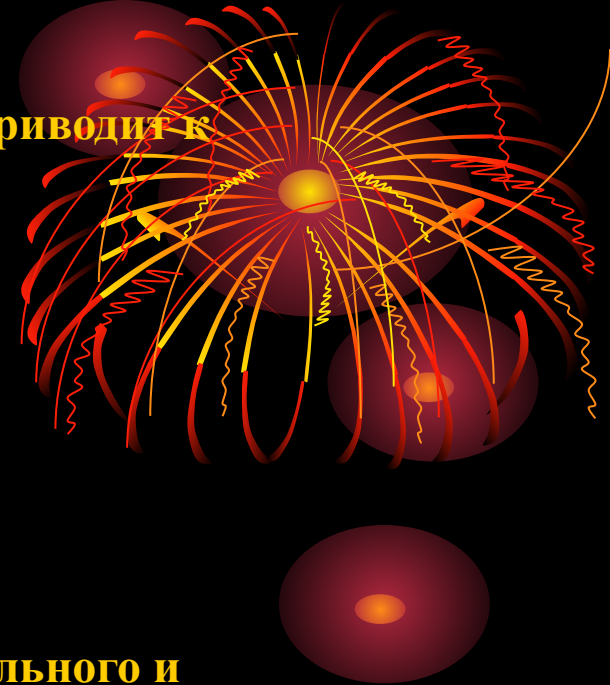
$$\pi_\gamma = \Delta\pi_{\text{ядра}} = \pi_i \pi_f = (-1)^{L+1} \quad (3)$$

Здесь π_i и π_f соответственно четности начального и конечного состояний ядра.

Если $\Delta\pi_{\text{ядра}} = +1$, то начальное и конечное состояния ядра имеют одну и ту же четность (переход без изменения четности), $\Delta\pi_{\text{ядра}} = -1$ соответствует изменению четности.

В ряде случаев радиационный переход между состояниями с моментами I_i , и I_f не соответствует чистому мультипольному излучению порядка $L = |I_i - I_f|$, а имеет место суперпозиция излучений двух мультипольностей:

наименьшей $L = |I_i - I_f|$ и следующего порядка $L = |I_i - I_f| + 1$.



Парциальные периоды полураспада

В соответствии с правилами отбора эти излучения должны относиться к разным типам. В зависимости от изменения четности при переходе возможна смесь излучений либо $ML + E(L + 1)$, либо $EL + M(L + 1)$.

При рассмотрении связанных состояний, в которых невозможно испускание нуклонов или нуклонных образований, разрядка состояний происходит лишь путем испускания γ -квантов, электронов внутренней конверсии или внутренней конверсии с образованием электрон-позитронных пар.

Полная вероятность ω всех переходов, с данного уровня на нижележащие, определяющая наблюдаемое время его жизни τ равна :

$$\tau^{-1}_{\text{эксн}} \equiv \omega = \sum_i (\omega_{i\gamma} + \omega_{ie} + \omega_{ipair}) \quad , (4)$$

Где

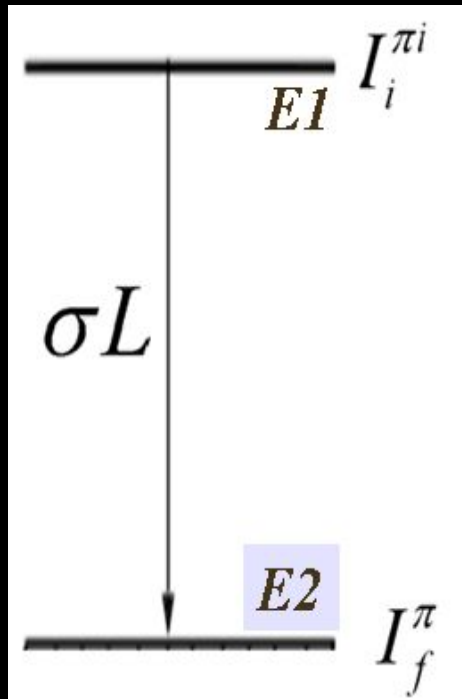
$\omega_{i\gamma}$ - вероятности i -го процесса для γ -перехода $\omega_{i\gamma}$

ω_{ie} - перехода с испусканием электронов внутренней конверсии со всех оболочек атома, для которых энергия связи электрона меньше энергии γ -перехода

ω_{ipair} - перехода с образованием e^+e^- -пары

“Чистый” γ -переход

Для “чистого” $\sigma L = EL$ или $\sigma L = M(L+1)$ γ -перехода значение парциального периода полураспада - τ_γ , относительно γ -излучения, значения вероятности справедливо:



$$\tau_{\text{эксп}}^{-1} = \omega = (\omega_\gamma + \omega_e) = \omega_\gamma (1 + \omega_e/\omega_\gamma)$$

$\omega_e/\omega_\gamma = \alpha$ – коэффициент внутренней конверсии ,

$$\tau_{\text{эксп}}^{-1} = \omega_\gamma (1 + \alpha(\sigma L)) \quad (5)$$

σL - EL или $M(L+1)$

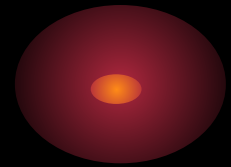
Из (5) для парциального периода распада- τ_γ получаем :

$$\tau_\gamma(\sigma L) = \tau_{\text{эксп}} (1 + \alpha(\sigma L)) \quad (6)$$

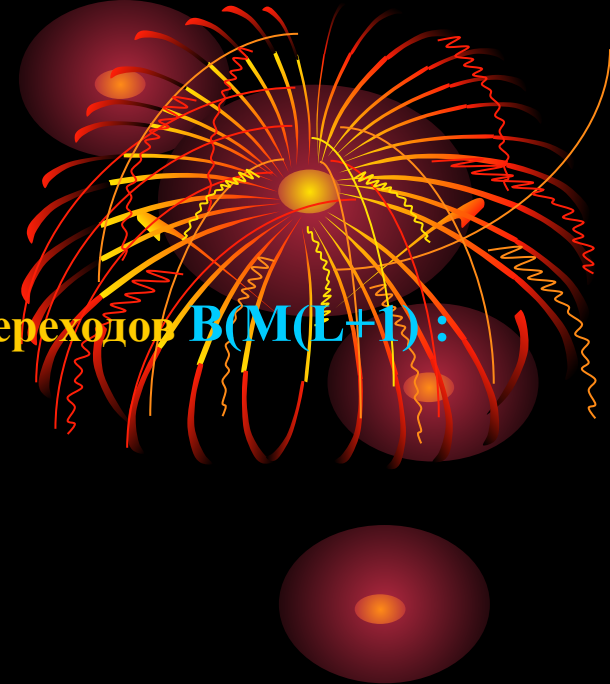
Парциальные вероятности разрядки возбуждённых состояний атомных ядер.

Парциальные вероятности $B(\sigma L) \equiv 1/\tau_{\gamma}(\sigma L)$

Парциальные вероятности для электрических **EL** переходов $B(EL)$:

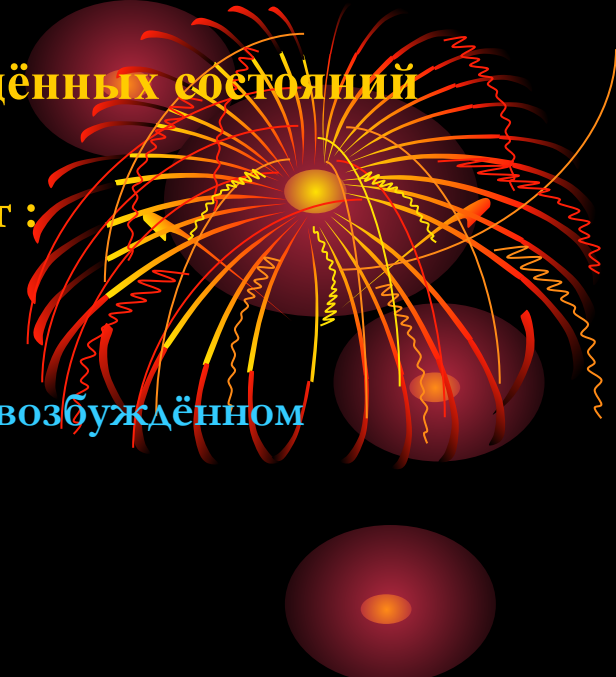


Парциальные вероятности для электрических $M(L+1)$ переходов $B(M(L+1))$:

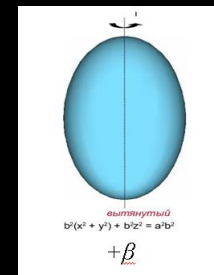
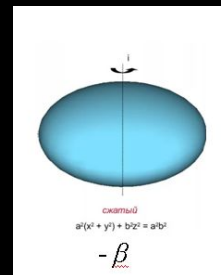


Парциальные вероятности разрядки возбуждённых состояний атомных ядер

$B(EL)$ и $B(M(L+1))$ позволяют :



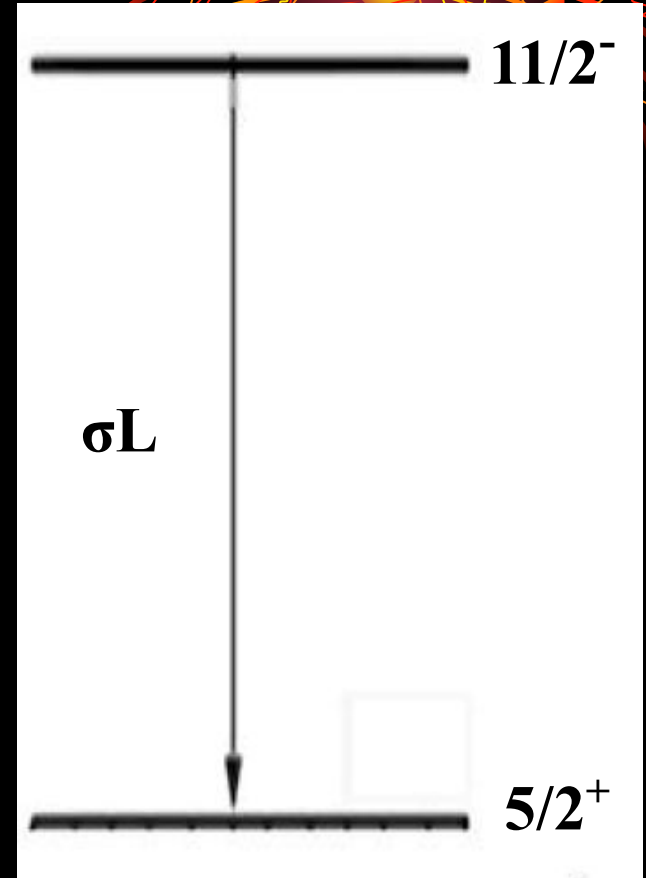
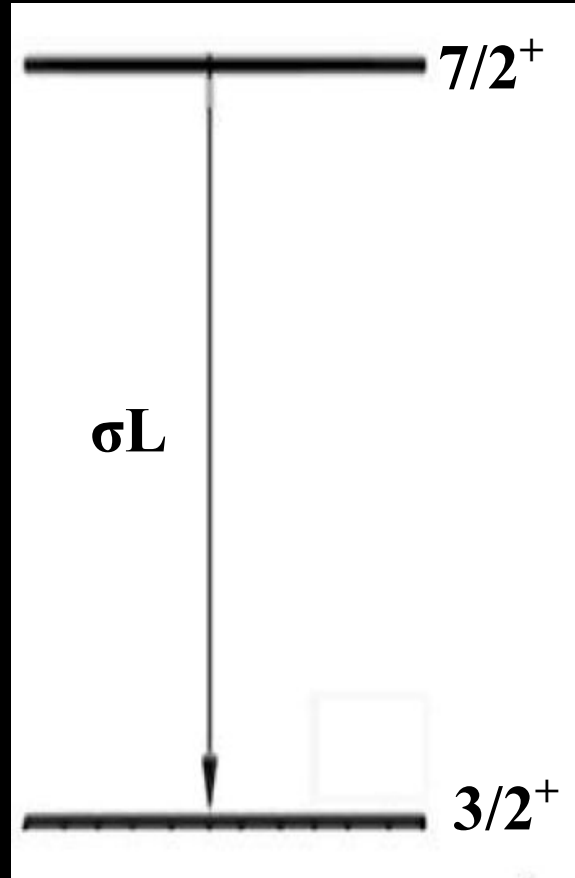
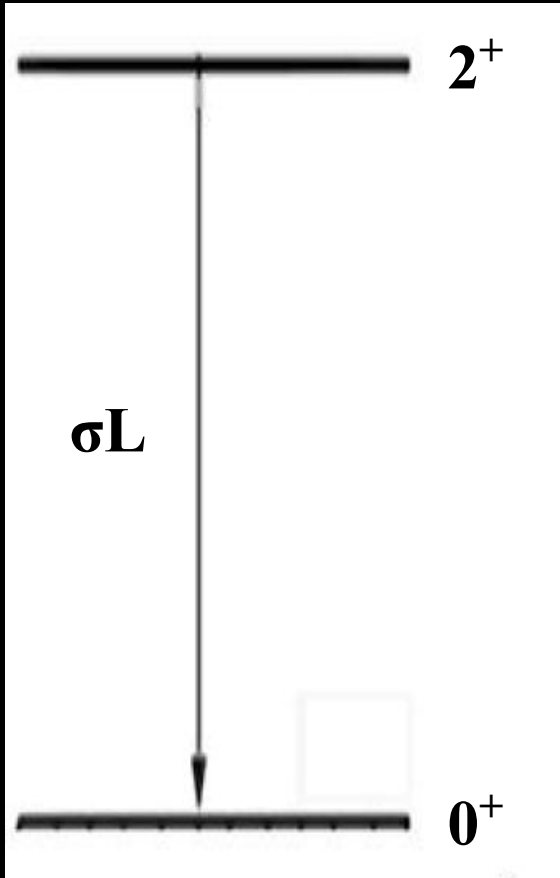
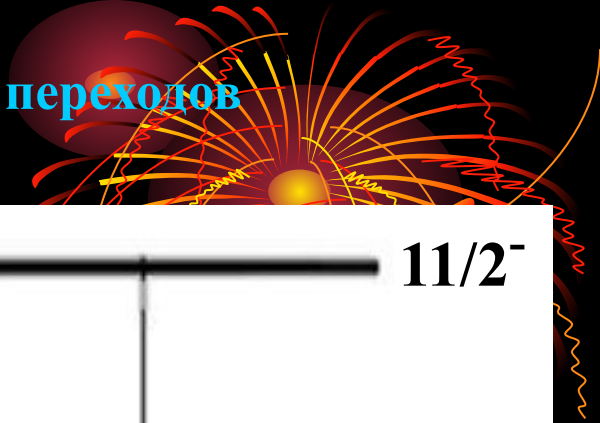
- факторы запрета $F = B(\sigma L)_{\text{эксп}} / B(\sigma L)_{\text{теор}}$
- квадрупольный момент Q ядра в соответственном возбуждённом состоянии (ротационная полоса $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 6^+ \dots$)
- параметр деформации ядра β в соответственном возбуждённом состоянии



- магнитны момент μ в соответственном возбуждённом состоянии

Мультипольность электромагнитных переходов

задание



Чётность : $+ \pi = 1; - \pi = -1$ »

Сохранение момента количества движения L приводит к следующим правилам отбора по
спинам: $|i_i - i_f| < L$

Сохранение чётности требует для электрических переходов $\pi \gamma = \pi_i \pi_f = (-1)^L$
и для магнитных $\pi \gamma = \pi_i \pi_f = (-1)^{L+1}$

